ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU MERCREDI 8 JUIN 1949.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES JACOB.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** souhaite la bienvenue à M. **Edward Neuville da Costa Andrade**, Membre de la *Royal Society*, Professeur à l'Université de Londres, qui assiste à la séance.

M. le **Président** annonce le décès de M. **Emmanuel C. Teodoresco**, Correspondant pour la Section de Botanique, survenu le 25 avril 1949.

M. **Robert Courrier** rend compte de la Cérémonie qui a eu lieu le dimanche 5 juin, à La Porcherie (Haute-Vienne), pour l'inauguration d'un buste de Arsène d'Arsonval.

M. le **Secrétaire perpétuel** annonce que le tome 222 (janvier-juin 1946) des *Comptes rendus* est en distribution au Secrétariat.

ASTROPHYSIQUE. — *Polarisation de la lumière cendrée de la Lune.* Note de MM. **Bernard Lyot** et **Audouin Dollfus**.

On sait que l'étude de la lumière cendrée de la Lune renseigne à la fois sur les propriétés optiques de la surface lunaire et sur celles de la Terre vue de l'espace (1). On connaît les propriétés photométriques de la lumière cendrée entre les angles de phase 45° et 160° (2), mais il n'a été tenté aucune recherche complète sur la polarisation de cette lumière.

Dispositif utilisé. — Pour obtenir de telles mesures, il faut d'abord s'affranchir de la polarisation parasite que produit la lumière du croissant éclairé de

---

(1) J. Janssen, *Comptes rendus*, 92, 1881, p. 496

(2) A. Danjon, *Ann. Obs. Strasbourg*, 3, fasc. 3, 1936, et travaux de J. Dubois.

la Lune, diffusée dans l'atmosphère terrestre et dans l'instrument d'observation. Nous sommes parvenus à ce résultat en utilisant, comme lunette d'observation, le coronographe du Pic du Midi ([3]).

Il faut ensuite adapter à cet instrument un polarimètre susceptible de mesurer des flux lumineux très faibles. Nous avons procédé visuellement. Le polariscope est constitué par une grille dont les barreaux équidistants sont découpés dans une lame de cellophane demi-onde; l'axe optique est orienté à 45° de la direction des barreaux. Cette lame est suivie d'un rhomboèdre de spath qui dédouble l'image de la grille de la largeur d'un barreau, perpendiculairement à la direction de ceux-ci. Lorsque la lumière incidente est partiellement polarisée, on observe un système de franges alternativement claires et sombres. Ces franges, qui ont un profil photométrique rectangulaire, sont préférables aux franges à profil sinusoïdal que l'on obtiendrait avec un polariscope de Savart : le terme fondamental du développement en série de Fourier est, en effet, $4/\pi$ fois plus élevé et les harmoniques accroissent encore la précision.

Nous avons déterminé expérimentalement, pour diverses brillances, la largeur angulaire qu'il faut donner aux barreaux pour obtenir la précision maximum et nous avons trouvé, pour la lumière cendrée, un pas optimum voisin de 30'.

Le polariscope est précédé du polarimètre décrit en 1929 ([4]). Il est placé au foyer secondaire du coronographe et suivi d'une lentille servant d'oculaire, formant une image de l'objectif dans un œilleton.

Ce dispositif permet d'effectuer, sur la lumière cendrée, des mesures à 2 ou 3 millièmes près.

Résultats obtenus. — Les premières mesures ont été effectuées entre le 7 avril et le 9 mai 1949, avec le coronographe de 20^{cm} du Pic du Midi. Malheusement le mauvais temps n'a laissé que 8 nuits d'observation, toutes comprises entre les phases 38° et 115°. Nous avons pu cependant constater que *la polarisation est très forte*, 1,2 fois plus forte sur les *mers* sombres que sur les régions claires; elle est maximum pour un angle de phase voisin de 80° et elle dépasse alors 10 % sur les *mers*; le plan de polarisation est parallèle au plan passant par le Soleil.

Ces résultats peuvent s'expliquer de la manière suivante : la lumière diffusée par la Terre serait fortement polarisée; sa polarisation serait réduite par diffusion sur le sol lunaire, étant multipliée par un *coefficient de dépolarisation* qui varie en sens inverse de l'albedo, comme pour les cendres volcaniques ([5]), et qui serait voisin de 0,3. La courbe de polarisation de la

---

([3]) B. Lyot, *Quatrième réunion Inst. Opt.*, 1931; *L'Astronomie*, 1937, p. 203.
([4]) B. Lyot, *Thèse de doctorat*, Paris, 1929; *Ann. Obs. Meudon*, 8, 1929, p. 1.
([5]) B. Lyot, *id.*, p. 126.

Terre posséderait donc un maximum très élevé, voisin de 30 % pour l'angle de vision 100°, qui s'expliquerait principalement par l'effet de l'atmosphère terrestre.

Nous avons étudié également la polarisation de la lumière de la Lune pendant l'éclipse totale du 13 avril 1949. Dans l'ombre de la Terre, la Lune conserve quelques traces de polarisation très faible, variable d'un point à l'autre du disque, attribuable au fait que l'angle de vision n'est pas nul mais varie ainsi que le plan de vision, d'un point à l'autre de la surface lunaire éclipsée. Tous ces résultats devront être développés.

Extension des mesures aux grands angles de phase. — Pour les angles de phase élevés, la Lune est observée dans le crépuscule; celui-ci produit un fond lumineux polarisé qui perturbe les mesures; on peut éliminer l'influence de ce fond en interposant devant l'œil un prisme biréfringent qui dédouble l'image d'un angle égal environ à la moitié du champ d'observation. On oriente ce biréfringent de façon que les franges produites par le fond lumineux uniforme s'imbriquent mutuellement et se détruisent dans la partie commune des deux régions du champ dédoublé. Les franges produites par la lumière cendrée ne sont pas altérées.

Extension des mesures aux petits angles de phase. — Au voisinage de la pleine Lune, la brillance de la lumière cendrée devient très faible tandis que la lumière diffusée par la Lune cesse d'être négligeable. Lorsque la phase est inférieure à 35°, il n'est plus possible de mesurer visuellement. On pourra employer la photographie en déterminant séparément les brillances et polarisations du fond lumineux et de la lumière cendrée et en corrigeant celle-ci par celle-là. On obtiendra en même temps la brillance de la lumière cendrée, circonstance qui permettra d'étendre les mesures de l'intégrale de phase de la Terre jusqu'à des angles très faibles. On peut en effet photographier la lumière cendrée avec le coronographe, moins de 38 heures avant ou après la pleine Lune. Toutefois les mesures doivent donner, pour les petits angles de phase, des brillances et des polarisations variables, parce que ces quantités dépendent de l'état météorologique changeant de l'atmosphère sur le fin croissant terrestre qui produit alors seul la lumière cendrée.

CRISTALLOGRAPHIE. — *Sur l'utilisation du champ magnétique et du microscope polarisant pour l'identification des micro-cristaux.* Note de M. **Aimé Cotton**.

On se sert déjà beaucoup du microscope pour caractériser des substances dont on ne possède que de petites quantités, mais trop souvent on se borne à observer les formes de leurs cristaux. On ressent de plus en plus le besoin de les caractériser de façon plus précise au moyen de valeurs numériques.

Si l'on a un grand nombre de cristaux de même forme trop petits pour être étudiés individuellement, on peut penser à appliquer une méthode

indirecte que nous avons indiquée autrefois, Henri Mouton et moi ([1]). Elle consiste à former d'abord des liqueurs mixtes où ces petits cristaux sont maintenus en très grand nombre en suspension. Mais pour les orienter tous de la même manière, l'intervention de deux champs directeurs distincts paraissait nécessaire. Même avec le grand électro-aimant la méthode proposée alors reste d'une application délicate.

Le but de la présente Note est de montrer qu'un procédé plus simple permettra maintenant d'obtenir sur ces petits cristaux, sinon les constantes que cherchent à déterminer les cristallographes, du moins des renseignements utiles et des valeurs caractéristiques. C'est ce qu'on verra dans la Note de M. Jean Blandin ([2]).

M. Blandin qui travaille au laboratoire de l'Électro-aimant à Bellevue, arrive à ce résultat en faisant intervenir le seul champ magnétique. Il a été conduit à placer dans l'entre-fer d'un électro-aimant donnant un champ de 15000 gauss des solutions concentrées de substances sur des lames non recouvertes de lamelles. La lame est placée horizontalement, avant l'établissement du champ lui-même horizontal. On emploie des solutions chaudes pour que la cristallisation se fasse vite et l'on transporte rapidement la lame portant les cristaux rapidement formés sur la platine d'un microscope polarisant. On les observe simplement en lumière parallèle et l'on fait un agrandissement photographique de la préparation obtenue.

La figure 2 accompagnant la Note de M. Blandin se rapporte à un cristal triclinique de sulfate de cuivre à $5H_2O$. On voit qu'il s'est déposé sur la lame de verre deux groupes de cristaux de mêmes formes, ces formes étant d'ailleurs simples, par exemple, celle de parallélogrammes. Les cristaux de chacun des groupes sont orientés de la même façon; mais cette façon est différente pour les deux groupes. Les cristaux d'un même groupe s'éteignent à la fois.

Ce que l'on vient de voir se retrouve, non seulement dans le cas des cristaux tricliniques qui n'ont pas d'axe de symétrie, mais aussi dans le cas de certains cristaux monocliniques.

Pour rendre compte de ces résultats, considérons un cristal d'un de ces groupes appliqué sur la lame de verre et désignons par Ox et Oy ses deux lignes neutres d'espèce différente. La lame cristalline a été formée à partir d'un germe soumis à l'action du champ. Elle renferme donc dans son plan une autre direction remarquable : celle qui est la plus perméable aux lignes de force. Appelons OH cette direction. Pour une substance paramagnétique comme le sulfate de cuivre, cette direction est celle pour laquelle la susceptibilité est maximum. Il y a deux orientations possibles de la lame cristalline par rapport

([1]) Conférence faite en 1914 à la Société de Physique, et publiée dans le volume : *Les Progrès de la Physique moléculaire*, Paris, 1917, p. 164.

([2]) *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 1718.

à OH, et l'on passe de l'une à l'autre en faisant effectuer à la lame une rotation de 180° autour de OH. Chacune de ces orientations correspond à un des groupes de cristaux observés, et les lignes neutres de même espèce Ox, Ox' doivent être symétriques par rapport à OH. Il est facile de vérifier sur la photographie que deux lignes de la même espèce font un angle constant 2β.

Dans le cas très fréquent des cristaux tricliniques, on peut espérer que la méthode indiquée par M. Blandin pourra donner des nombres caractéristiques. Lorsque les réseaux des substances étudiées ont une symétrie plus élevée, cette méthode ne pourra plus s'appliquer aussi simplement. Si l'on considère la figure 1 de la Note, figure qui se rapporte à un cristal orthorhombique, on voit que, cette fois, tous les cristaux de la préparation paraissent orientés de même. C'est bien ce qu'on peut s'attendre à observer sur ces cristaux qui ont trois axes de symétrie formant un trièdre trirectangle, car alors la direction OH doit être celle d'un des axes de symétrie.

Pour les cristaux monocliniques, on peut s'attendre à distinguer deux groupes de faces cristallines, mais seulement si la direction OH est celle de l'axe binaire.

Les cristaux de symétrie plus élevée, les uniaxes par exemple, pourront donner, eux aussi, une seule sorte d'orientation sur la préparation et exigeront des expériences de complément. D'une façon générale, la droite OH est celle pour laquelle la perméabilité est la plus grande ; elle se confond, si la substance est paramagnétique, avec la direction de susceptibilité maximum. Dans le cas des substances diamagnétiques, il pourra arriver que OH ne soit pas une direction de susceptibilité minimum. Enfin les méthodes d'orientation sont en défaut lorsque OH se trouve être dans une direction quelconque normale à un axe principal (cas du spath), dans le champ magnétique, où l'axe se met normalement au champ.

Les lames cristallines photographiées sur les clichés de M. Blandin ont une forme simple, et cela facilite leur utilisation pour l'identification. La raison de cette simplicité est donnée par P. Gaubert dans son Mémoire : *Recherches récentes sur le faciès des cristaux* ([3]). P. Gaubert insistait sur la nécessité, pour avoir des formes simples, d'opérer sur des solutions de corps purs, sans matières étrangères, et de faire des cristallisations rapides.

RAYONS COSMIQUES. — *Gerbes de mésons dans les désintégrations produites par rayons cosmiques.* Note (*) de MM. **Charles Peyrou, Bernard d'Espagnat et Louis Leprince-Ringuet.**

Quand on étudie les désintégrations nucléaires provoquées par les rayons cosmiques dans les nouvelles émulsions photographiques sensibles même

([3]) Conférence faite le 25 janvier 1911 à la Société de Chimie-Physique; Paris, 1911.

(*) Séance du 23 mai 1949.

pour les particules ayant des vitesses relativistes (minimum d'ionisation), on constate la présence, dans certaines *étoiles*, de particules de ce type. Il arrive souvent qu'elles forment une gerbe, c'est-à-dire qu'elles sont contenues dans un cône. Il n'est pas encore possible de connaître avec certitude leur nature, cependant l'hypothèse la plus probable est qu'il s'agit de mésons. Brown, Camerini, Fowler, Muirhead, Powell et Ritson ([1]) d'une part, Occhialini, Dilworth et Schönberg ([2]) d'autre part, ont signalé ces gerbes.

Une théorie quantique sûre et cohérente de la production des mésons n'existe pas encore; aussi, pour étudier ces phénomènes, ferons-nous quelques hypothèses très simplificatrices et, ne faisant appel qu'à des considérations élémentaires (conservation de l'énergie, transformation de Lorentz, etc.), nous pourrons ainsi prévoir les caractéristiques des gerbes et comparer les conclusions théoriques avec l'expérience.

Nous ferons ici trois hypothèses : 1° toutes les particules de la gerbe sont des mésons; 2° la production de ces mésons a été multiple, c'est-à-dire qu'ils ont tous été produits dans une seule interaction nucléon-nucléon; 3° tous les mésons ont été produits avec la même énergie dans le système de référence lié au centre de gravité des deux nucléons, système que nous appellerons [G].

C'est évidemment sur la valeur des hypothèses 1° et 2° qu'il s'agit de tirer des conclusions. L'hypothèse 3° ne correspond sûrement pas à la réalité et c'est elle qui devra être rectifiée en premier lieu si une gerbe donnée n'est pas conforme aux prévisions théoriques.

Dans le système [G] le centre de gravité des deux nucléons est évidemment un *centre* de symétrie pour la production des mésons.

Soit v la vitesse dans [G] du nucléon incident, ou nucléon A, la vitesse du nucléon B est $-v$.

Dans le système du laboratoire ou système [L], B est immobile et A a la vitesse $2v/[1+(v^2/c^2)]$.

Soit un méson émis, v_1 sa vitesse dans [G], φ l'angle que fait v_1 avec v.

Soit ψ l'angle de la vitesse du méson avec la vitesse du nucléon A dans le système [L], on a

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{\beta_1 \sin\varphi\sqrt{1-\beta^2}}{\beta+\beta_1\cos\varphi}, \qquad \beta=\frac{v}{c}, \qquad \beta_1=\frac{v_1}{c}.$$

La dérivée $d\operatorname{tg}\psi/d\varphi$ s'annule pour $\cos\varphi = -\beta_1/\beta$.

Cela signifie que tout méson produit avec la vitesse v_1 sera émis dans le système [L] à l'intérieur d'un cône de demi-angle au sommet ψ_m correspondant à un angle d'émission dans [G] défini par $\cos\varphi = -\beta_1/\beta$. Il faut que l'on ait $\beta_1 < \beta$: si l'on avait $\beta_1 > \beta$, le méson pourrait avoir dans [L] n'importe quelle

---

([1]) *Nature*, 163, 1949, p. 47.

([2]) Communication privée des auteurs.

direction. On trouve

$$(1)\qquad \operatorname{tg}\psi_m = \frac{\beta_1\sqrt{1-\beta^2}}{\sqrt{\beta^2-\beta_1^2}} \qquad \text{ou} \qquad \sin\psi_m = \frac{\beta_1\sqrt{1-\beta^2}}{\beta\sqrt{1-\beta_1^2}}.$$

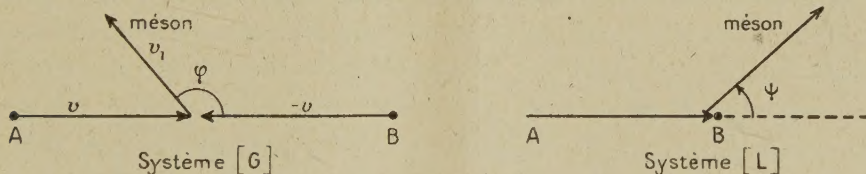
L'énergie disponible dans le système [G] est la somme des énergies cinétiques des nucléons A et B, soit $2Mc^2(\gamma-1)$, M masse d'un nucléon $\gamma=(1/\sqrt{1-\beta^2})$. Supposons qu'une fraction $1/K$, $(K \geqq 1)$ de cette énergie soit utilisée pour la création de n mésons, la conservation de l'énergie peut alors s'écrire

$$(2)\qquad \frac{2Mc^2}{K}(\gamma-1) = nmc^2\gamma_1,$$

en utilisant l'hypothèse 3°, c'est-à-dire $\gamma_1=(1/\sqrt{1-\beta_1^2})$ le même pour tous les mésons de même masse m. On peut maintenant éliminer β_1 entre les relations (1) et (2). On trouve

$$(3)\qquad \begin{cases} \gamma = \dfrac{4+nKr\sqrt{4-\dfrac{n^2K^2r^2}{4}\sin^2 2\psi_m}}{4-n^2r^2K^2\sin^2\psi_m}, \\ r=\dfrac{m}{M}\approx\dfrac{1}{6,5} \qquad \text{pour} \quad m=286, \qquad M=1842. \end{cases}$$

On pourra donc calculer l'énergie du primaire qui a créé une gerbe donnée en fonction du nombre de mésons créés et de l'ouverture de la gerbe. La quantité K



est, en fait, inconnue, mais on aura une énergie minimum du nucléon incident en posant $K=1$, ou l'on pourra estimer K comme correction à partir des branches nucléaires de l'étoile, produites en même temps que les mésons.

L'énergie cinétique du primaire dans le système [L] est $E=2Mc^2(\gamma^2-1)$.

Il est assez surprenant de constater que γ est une fonction croissante de ψ_m. Ceci signifie que pour un nombre donné de mésons créés (plus exactement pour nK donné) la gerbe sera d'autant plus ouverte que le primaire possède plus d'énergie. Ceci vient de ce que ψ_m correspond à l'angle défini par $\cos\varphi=-(\beta_1/\beta)$ et que cet angle n'est pas fixe, pour nK donné, quand l'énergie du primaire varie.

Au contraire, tout angle φ donné fixe se transforme en un angle ψ d'autant plus faible que l'énergie du primaire est plus grande.

On peut s'intéresser, en particulier, comme l'a fait Schönberg [2], à l'angle $\overline{\psi}$

tel que le cône de demi-angle au sommet $\overline{\psi}$ contienne la moitié des mésons. En raison des propriétés de symétrie du centre de gravité, l'angle φ correspondant est $\pi/2$, on a alors $\operatorname{tg}\overline{\psi} = \beta_1/\beta\sqrt{1-\beta_2}$ et $\operatorname{tg}\overline{\psi}$ diminue quand l'énergie du primaire augmente.

Si un primaire de grande énergie produit un nombre de mésons qui n'augmente pas indéfiniment avec l'énergie du primaire, on aura $\overline{\psi}$ petit devant ψ_m, et il peut très bien se produire alors que la gerbe observée soit contenue dans un cône beaucoup plus étroit que celui donné par ψ_m.

Le calcul de γ à partir de n et de ψ_m n'aura en pratique de valeur que si on l'applique à des gerbes assez étroites et comprenant un assez grand nombre de mésons. Dans ce cas, en effet, on déterminera ψ_m en prenant l'angle que fait, avec la direction moyenne, le méson qui s'en écarte le plus.

Mais la considération de ψ_m présente un autre intérêt. L'expression (3) montre que γ devient infini pour $\sin^2\psi_m = 4/n^2r^2K^2$, c'est-à-dire que $\sin\psi_m$ doit être toujours inférieur à $2/nrK$, donc à plus forte raison à $2/nr$ puisque $K \geqq 1$.

Si l'on a une gerbe de n mésons et que nr soit plus grand que 2, c'est-à-dire s'il y a plus de 13 mésons, la gerbe ne pourra en aucun cas avoir un demi-angle au sommet plus grand que Ψ défini par $\sin\Psi = 2/nr$.

Si l'on constate l'existence d'une gerbe de plus de 13 mésons et plus ouverte que cette limite absolue, il faudra donc corriger une des hypothèses de base. On essaiera donc d'abord de se passer de l'hypothèse 3°. Le raisonnement qui suivra sera une affaire de cas particulier, mais on peut indiquer la marche à suivre. Si n' est le nombre de mésons émis sous un angle plus grand que Ψ, on voit facilement sur les équations (1) et (2) que cela ne peut se produire que si ces mésons ont été créés dans le système [G] avec une énergie plus grande que l'énergie moyenne. Il en résulte que l'énergie des $n-n'$ mésons restants sera inférieure à la moyenne. En refaisant le calcul pour ces $n-n'$ mésons on trouve que la gerbe qu'ils forment doit avoir un demi-angle au sommet limite $\Psi_{n-n'} < \Psi$. S'ils sont effectivement dans un tel angle, le phénomène trouvé peut s'expliquer simplement en renonçant à l'égalité d'énergie des mésons dans le système [G]. Mais il pourra se faire aussi que le nouvel angle limite trouvé soit à son tour trop petit pour la gerbe des $n-n'$ mésons, il faudra donc poursuivre le calcul.

On peut arriver ainsi à une impossibilité; dans ce cas on pourra affirmer que : ou bien toutes les particules de la gerbe ne sont pas des mésons, ou bien la production ne s'est pas faite en un seul acte.

Notons enfin que l'énergie cinétique du méson émis sous l'angle ψ_m peut se mettre sous une forme très simple; on a

$$\text{énergie du méson limite} = mc^2\left(\frac{\sqrt{1-\beta_1^2}}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right).$$

TOXICOLOGIE. — *Sur le mécanisme de l'action antidote du tétrathionate de sodium, vis-à-vis de l'intoxication cyanhydrique.* Note de MM. **Léon Binet, Georges Wellers** et **Jacques Dubrisay.**

Dans une Note antérieure (¹) nous avons souligné l'efficacité du tétrathionate de sodium comme antidote de l'intoxication cyanhydrique, efficacité qui s'est révélée supérieure à celle de l'hyposulfite. Nous avions émis l'hypothèse que le tétrathionate intervenait par l'intermédiaire d'une oxydation du glutathion.

Poursuivant nos recherches dans le but de confirmer cette hypothèse, nous nous sommes efforcés de préciser les délais dans lesquels se manifeste l'activité préventive du tétrathionate vis-à-vis de l'intoxication cyanhydrique et de comparer ces délais avec ceux de l'action oxydante de ce corps sur le glutathion.

Toutes nos expériences ont été faites sur des rats adultes. Nous avons utilisé des solutions, préparées extemporanément, de cyanure de potassium à 3 mg/cm^3, et de tétrathionate de sodium à 20 mg/cm^3. Les doses injectées ont été de 30^{mg} de CNK par kilogramme, c'est-à-dire le double de la dose minima mortelle déterminée dans nos expériences antérieures, par voie sous-cutanée, de 200^{mg} de $S_4O_6Na_2$ par kilogramme par voie intra-péritonéale.

I. *Action préventive du tétrathionate vis-à-vis de l'intoxication cyanhydrique.* — Après injection intra-péritonéale de tétrathionate, nous avons injecté le cyanure par voie sous-cutanée au bout d'un temps variable et déterminé le nombre d'animaux survivants pour chaque intervalle entre les deux injections. Les résultats sont consignés dans le tableau I.

Tableau I. — *Effets protecteurs du* $S_4O_6Na_2$.

Intervalle entre les injections.	Nombre d'animaux.	Survies.	Survies (en %).
5 minutes	15	14	93,3
10 »	15	12	80
15 »	10	10	100
20 »	5	5	100
25 »	5	3	60
30 »	10	6	60
35 »	5	0	0
40 »	5	0	0

On voit que l'efficacité préventive du tétrathionate atteint son efficacité maxima quand l'intervalle séparant les deux injections est compris entre 15 et 20 minutes. A partir de 25 minutes, cette efficacité décroît et devient nulle au delà de 30 minutes. Un fait curieux doit être remarqué : alors que pour un intervalle de 5 minutes, le nombre de survies atteint 95 %, ce

(¹) L. Binet, G. Wellers et J. Dubrisay, *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 1941.

pourcentage tombe à 80 pour un intervalle de 10 minutes et remonte à 100 à partir de 15 minutes. L'observation des animaux d'expérience est encore plus explicite : pour un intervalle de 5 minutes, la plupart des animaux ne présentent aucun signe d'intoxication; pour 10 minutes au contraire, même les animaux qui survivent présentent des symptômes nets d'intoxication cyanhydrique.

II. *Variations du glutathion après injection de tétrathionate.* — Un temps variable après injection intra-péritonéale de 200^{mg} de tétrathionate par kilogramme, l'animal est sacrifié et le glutathion dosé dans les principaux organes. Ces dosages ont été effectués suivant notre méthode ([2])([3]). Les résultats sont consignés dans les tableaux II et III. Les chiffres indiqués sont les moyennes obtenues sur le nombre d'expériences indiquées dans chaque cas.

TABLEAU II. — *Glutathion* (mg %) *après tétrathionate.*

Intervalle (min).	Nombre d'animaux.	Sang.			Foie.			Rein.			Poumon.			Muscle.		
		Total.	Réduit.	Oxydé.	Total.	Réduit.	Oxydé.	Total.	Réduit.	Oxydé.	Total.	Réduit.	Oxydé.	Total.	Réduit.	Oxydé.
5...	4	55,2	36,7	18,5	160,2	141,5	18,7	154,3	110,2	44,1	135,6	75,6	60	56,5	33,2	23,3
10...	4	68,9	39,4	29,5	230,2	180,4	49,8	131,5	96,2	37,3	82,2	64,7	17,5	44,3	30,2	14,1
20...	4	59,3	49	10,3	185,4	162,7	22,7	114,3	80,1	34,2	93,1	68	25,1	60,7	39,4	21,3
30...	4	59,6	28,8	30,8	200,3	122,9	77,4	249,9	151,8	98,1	147,1	64,4	82,7	85,4	39,7	45,7
45...	3	51,8	37,9	13,9	239,1	191,6	47,5	192,9	120,3	72,6	98,4	63	35,4	74,7	39,3	35,4
Chiffres normaux.		54,8	45,2	9,6	253,5	200,2	53,3	192,8	159,8	33	106,8	74,8	32	51,3	31,1	20,2

TABLEAU III. — *Glutathion après tétrathionate* (%) *de la normale.*

Intervalle (min).	Sang.			Foie.			Rein.			Poumon.			Muscle.		
	Total.	Réduit.	Oxydé.	Total.	Réduit.	Oxydé.	Total.	Réduit.	Oxydé.	Total.	Réduit.	Oxydé.	Total.	Réduit.	Oxydé.
5........	101	81	197	63	71	35	80	69	133	123	100	187	110	107	114
10........	126	87	307	91	90	93	68	60	113	77	86	55	86	97	69
20........	108	108	107	73	81	42	59	50	103	87	91	78	118	126	105
30........	109	64	320	79	61	145	129	95	294	137	86	258	166	127	226
45........	94	84	144	94	95	89	190	76	220	92	84	110	145	126	175

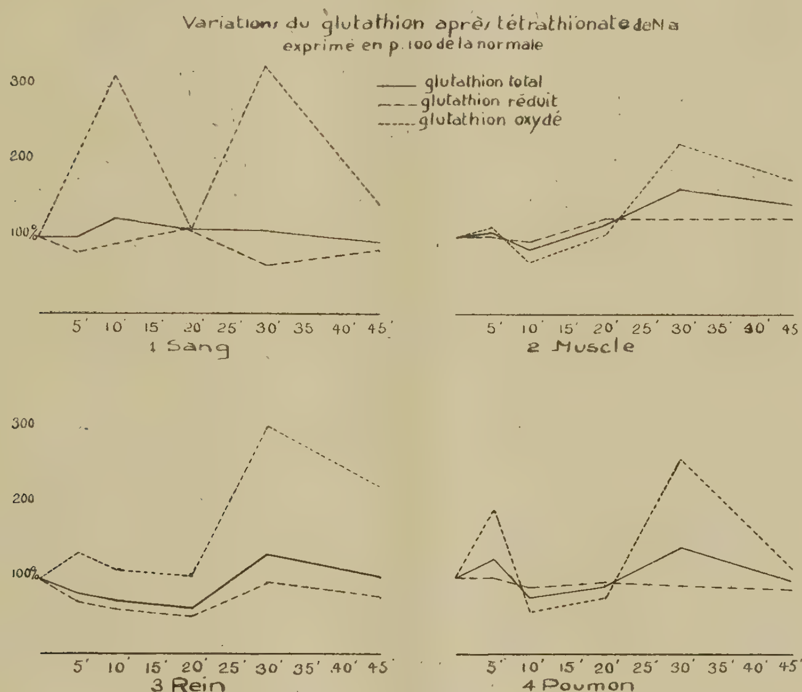
On peut conclure que dans tous les organes, l'injection de tétrathionate entraîne une élévation importante du taux du glutathion oxydé. Dans le rein, le poumon et surtout le sang, une première élévation précoce se manifeste, suivie d'une baisse. Puis apparaît une nouvelle ascension, beaucoup plus importante, atteignant son maximum entre 25 et 30 minutes après l'injection.

Nous avons vu que l'action préventive du tétrathionate vis-à-vis de l'intoxication cyanhydrique atteignait son maximum d'efficacité quand l'injection de cyanure était faite de 15 à 20 minutes après celle de tétrathionate. Mais le cyanure, introduit par voie sous-cutanée, n'est pas résorbé immédiatement, un

---

([2]) L. BINET et G. WELLERS, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 16, 1934, p. 1284.
([3]) L. BINET et G. WELLERS, *Comptes rendus*, 224, 1947, p. 870.

temps de latence existe entre le moment de l'injection de cyanure à l'animal, et celui de l'apparition chez celui-ci des premiers symptômes d'intoxication. Cette latence est en moyenne de 5 minutes, et l'on peut admettre que c'est en moyenne



entre 5 et 10 minutes que l'intoxication est cliniquement manifeste, donc que la résorption du cyanure atteint une intensité suffisante. Ainsi, dans le cas où l'injection de cyanure a été faite 15 ou 20 minutes après celle de tétrathionate (période d'efficacité maxima de ce dernier), le moment où cyanure et glutathion oxydé se trouvent en contact est en réalité 25 ou 30 minutes après l'injection de tétrathionate. *Or, ce délai est précisément celui où l'oxydation du glutathion atteint son intensité la plus grande.*

Il est par ailleurs significatif que, dans la plupart des organes, existe une première ascension précoce du taux de glutathion oxydé, suivie d'une baisse retrouvée partout à la 20e minute. Or, nous avons vu qu'expérimentalement l'activité préventive du tétrathionate voyait son efficacité présenter une défaillance nette pour un intervalle de 10 minutes entre les deux injections, donc pour un délai précisément d'environ 20 minutes entre l'injection de tétrathionate et une réaction éventuelle entre le cyanure et le glutathion oxydé.

Il existe donc un parallélisme indiscutable entre l'action préventive du tétrathionate et son action oxydante sur le glutathion.

TOPOLOGIE ALGÉBRIQUE. — *Application continue commutant avec les éléments d'un groupe de Lie compact.* Note (*) de M. **Jean Leray.**

Les algèbres, cohomologies et produits tensoriels sont relatifs à un même corps commutatif, de caractéristique nulle; X et Y sont deux espaces *localement compacts*; ξ *est une application continue de* X *dans* Y.

1. *Les invariants topologiques* de ξ sont ([1]) *une filtration* f_Y de l'algèbre d'homologie $\mathcal{H}_X$ de X et *une algèbre différentielle* $\mathcal{H}_r$ dépendant de l'entier $r \geqq 2$. $\mathcal{H}_2$ est l'algèbre de cohomologie de Y relative « au transformé par ξ du faisceau de cohomologie de X », ce qui signifie grosso modo : relative à un anneau variable qui au point y de Y est l'algèbre de cohomologie de $\overset{-1}{\xi}(y)$; en particulier $\mathcal{H}_2 = \mathcal{H}_Y \otimes \mathcal{H}_F$ quand ξ est la projection d'un espace fibré X, de fibre F, sur sa base Y, supposée simplement connexe et quand ξ est l'application canonique d'un groupe X sur l'espace homogène $Y = X/F$, quotient de X par un sous-groupe F fermé et connexe; $\mathcal{H}_r$ possède deux degrés : $0 \leqq g_Y \leqq g_X$; les degrés g_X ou g_Y de $\mathcal{H}_2$ s'obtiennent en affectant de leur degré ou du degré nul les éléments des algèbres de cohomologie de $\overset{-1}{\xi}(y)$ et F; la différentielle δ_r de $\mathcal{H}_r$ augmente g_Y de r et g_X de 1; $\mathcal{H}_{r+1}$ est l'algèbre d'homologie de $\mathcal{H}_r$; les éléments de $\mathcal{H}_r$ annulant δ_r ont donc une image canonique de même degré dans $\mathcal{H}_{r+1}$; si $r > \dim Y$ ou $> 1 + \max \dim \overset{-1}{\xi}(y)$, $\delta_r = 0$; $\mathcal{H}_r$ est alors indépendant de r; on le note $\mathcal{H}_\infty$; $\mathcal{H}_\infty$ est l'algèbre bigraduée associée à l'algèbre graduée-filtrée $\mathcal{H}_X$; la filtration f_Y et le degré g_X d'un élément homogène de $\mathcal{H}_X$ vérifient $0 \leqq f_Y \leqq g_X$. Le degré $g_F = g_X - g_Y$ et la filtration $f_F = f_Y - g_X$ associée à $-g_F$ interviendront.

Il existe *un homomorphisme canonique* Φ de $\mathcal{H}_X$ sur le sous-anneau $\mathcal{H}_2$ que constituent les éléments de degré $g_Y = 0$ qui ont une image dans $\mathcal{H}_\infty$; les conditions suivantes sont équivalentes :

$$\Phi h_X = 0; \qquad \overset{-1}{\xi}(y) h_X = 0 \quad \text{pour tout } y \in Y; \qquad f_Y(h_X) > 0 \qquad (h_X \in \mathcal{H}_X).$$

Quand $\mathcal{H}_2 = \mathcal{H}_Y \otimes \mathcal{H}_F$, $\Phi h_X = 1 \otimes F h_X$ si Y est compact, $= 0$ si non.

Si ξ est propre, c'est-à-dire si $\overset{-1}{\xi}$ transforme toute partie compacte de Y en une partie compacte de X, il existe un homomorphisme canonique Ψ de $\mathcal{H}_Y$ dans $\mathcal{H}_2$; si $h_Y \in \mathcal{H}_Y$, Ψh_Y est de degré $g_F = 0$, a une image dans $\mathcal{H}_\infty$ et cette image est nulle si et seulement si $\overset{-1}{\xi} h_Y = 0$; si $\overset{-1}{\xi}(y)$ est connexe pour tout $y \in Y$,

---

(*) Séance du 30 mai 1949.

([1]) J. Leray, *Comptes rendus*, 222, 1946, p. 1366 et 1419; *Colloque de Topologie algébrique* (sous presse); *Journ. math.* (à paraître). On trouvera la définition de la terminologie dans H. Cartan, *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 148, le n° **1** de cette Note étant modifié comme suit : n peut être < 0; $A = \lim_{n \to -\infty} A_n$; la filtration $f(a)$ de $a \in A$ est le plus grand entier n-tel que $a \in A_n$.

alors Ψ est un isomorphisme de $\mathcal{H}_Y$ sur l'ensemble des éléments de $\mathcal{H}_2$ de degré $g_F = 0$ et $\overset{-1}{\xi}\mathcal{H}_Y$ est l'ensemble des éléments de $\mathcal{H}_X$ de filtration $f_F = 0$. Quand $\mathcal{H}_2 = \mathcal{H}_Y \otimes \mathcal{H}_F$; $\Psi h_Y = h_Y \otimes 1$.

2. *Soit* G *un groupe de Lie compact* opérant sur X et Y et dont les éléments commutent avec ξ; $\bar{g} \in \bar{G}$ représente ξ sur lui-même et définit donc un automorphisme des algèbres $\mathcal{H}_X$, $\mathcal{H}_Y$ et $\mathcal{H}_r$; cet automorphisme respecte filtrations et degrés; il commute avec δ_r, Φ, Ψ et $\overset{-1}{\xi}$; il ne change pas quand $\bar{g}$ décrit une composante connexe de $\bar{G}$: *soit* G *la composante connexe de l'unité de* $\bar{G}$ (*cf.* n° 3); *$\mathcal{H}_X$, $\mathcal{H}_Y$ et $\mathcal{H}_r$ sont des représentations linéaires du groupe fini* $\Gamma = \bar{G}/G$; *les composantes irréductibles de ces représentations linéaires sont annulées ou représentées isomorphiquement par* δ_r, Φ, Ψ, $\overset{-1}{\xi}$.

3. *Soit* G *un groupe de Lie compact et connexe* opérant sur X et Y et dont les éléments commutent avec ξ. Nous avons récemment défini ([2]) *un espace vectoriel gradué* Δ, *de même rang que* G, *dont les éléments* δ *sont des différentielles de* $\mathcal{H}_X$ *et* $\mathcal{H}_Y$; il existe une extension de la définition de δ ayant les propriétés suivantes : δ *est une différentielle de chacune des algèbres* $\mathcal{H}_r$; *quand* $\mathcal{H}_2 = \mathcal{H}_Y \otimes \mathcal{H}_F$, *la définition de* δ *sur* $\mathcal{H}_2$ *résulte de sa définition sur* $\mathcal{H}_Y$ *et de la convention :* $\delta = 0$ *sur* $\mathcal{H}_F$; $\delta\Phi = 0$; δ *commute avec* Ψ, δ_r *et* $\overset{-1}{\xi}$; δ *ne modifie pas* g_F *et ne diminue pas* f_F; si δ est homogène de degré $q < 0$, δ diminue g_Y et g_X de q et diminue f_Y de q au plus. Les éléments de G qui appliquent identiquement Y sur lui-même constituent un sous-groupe invariant de G, dont la composante connexe de l'unité sera notée G' (*cf.* n° 4); les différentielles δ' associées à G' constituent un sous-espace Δ' de Δ; si $\delta' \in \Delta'$, δ' est nulle sur $\mathcal{H}_Y$ et $\mathcal{H}_r$; δ' augmente f_F.

4. *Soit* G' *un groupe de Lie compact et connexe, opérant sur* X *et transformant* $\overset{-1}{\xi}(y)$ *en lui-même, quel que soit* $y \in Y$. *Soit* Δ' *l'espace vectoriel gradué, de même rang que* G', *constitué par les différentielles* δ' *associées à* Δ' : si $\delta' \in \Delta'$, δ' est une différentielle de $\mathcal{H}_X$ et $\mathcal{H}_{\overset{-1}{\xi}(y)}$; il existe une extension (autre que celle du n° 3) de la définition de δ' ayant les propriétés suivantes : δ' *est une différentielle de chacune des algèbres* $\mathcal{H}_r$; *quand* $\mathcal{H}_2 = \mathcal{H}_Y \otimes \mathcal{H}_F$, *la définition de* δ' *sur* $\mathcal{H}_2$ *résulte de sa définition sur* $\mathcal{H}_F$ *et de la convention* $\delta' = 0$ *sur* $\mathcal{H}_Y$; $\delta'\Psi = \delta'\overset{-1}{\xi} = 0$; δ' *commute avec* Φ *et* δ_r; δ' *ne modifie pas* g_Y *et ne diminue pas* f_Y; si δ' est homogène de degré $q < 0$, δ' diminue g_F et g_X de q et augmente f_F d'au moins q.

5. *Supposons que* ξ *soit la projection d'un groupe de Lie compact et connexe* X *sur l'espace homogène* $Y = X/F$ *quotient de* X *par un sous-groupe fermé* F : $\xi(xF)$ *est un point de* Y.

a. On peut choisir $G = X$, $g \in G$ transformant $x \in X$ en gx; le n° 3 permet de compléter comme suit le théorème qu'énonce ([2]) : *Supposons* F *connexe* ;

$$\mathcal{H}_X = \mathcal{H}''_X \otimes \wedge \mathcal{H}'_X; \quad \mathcal{H}_Y = \mathcal{H}''_Y \otimes \wedge \mathcal{H}'_Y; \quad \mathcal{H}_r = \mathcal{H}''_r \otimes \wedge \mathcal{H}'_r;$$

([2]) *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 1545.

$\overset{-1}{\xi}$ *est un isomorphisme de l'algèbre extérieure* $\bigwedge \mathcal{H}'_Y$ *sur* $\bigwedge \mathcal{H}'_X$; $\overset{-1}{\xi}$ *annule les éléments* de $\mathcal{H}''_Y$ *de degrés* > 0 ;

$$\mathcal{H}'_2 = \mathcal{H}_\infty \simeq \mathcal{H}'_X \simeq \mathcal{H}'_r \ (= 0 \textit{ si } F \textit{ a même rang que } X)\,; \quad \partial_r(\bigwedge \mathcal{H}'_r) = 0\,;$$
$$\mathcal{H}''_2 = \mathcal{H}''_Y \otimes \mathcal{H}_F\,; \quad \partial_r \mathcal{H}''_r \subset \mathcal{H}''_r\,;$$

$\mathcal{H}''_{r+1}$ *est l'anneau d'homologie de* $\mathcal{H}''_r$; $\mathcal{H}''_\infty$ *est l'algèbre graduée de l'algèbre filtrée* $\mathcal{H}''_X$, *qui est une algèbre extérieure.*

b. On peut prendre pour G le *normalisateur* N_F de F, c'est-à-dire l'ensemble des $n \in X$ tels que $Fn = nF$, en convenant que $n \in G$ transforme $x \in X$ en $n^{-1}xn$; les n°s 2, 3 et 4 fournissent un ensemble de renseignements que complète la Thèse de J.-L. Koszul [3].

D'autre part, l'application $\xi(x) \to \xi(n^{-1}xn)$ de Y sur lui-même a pour nombre de Lefschetz la caractéristique d'Euler de Y si $n \in F$, 0 si non; en particulier, vu les travaux de H. Hopf, H. Samelson, E. Stiefel [4] : *Si les éléments de* $\mathcal{H}_Y$ *sont tous de degré pair* [5], $\mathcal{H}_Y$ *est une représentation linéaire du groupe* N_F/F, *équivalente à m fois l'algèbre de ce groupe, qui est fini; m est l'indice de* $N_T \cap N_F$ *dans* N_T, T *étant l'un des sous-groupes abéliens maximum de* F.

CYTOLOGIE. — *Nombres chromosomiques dans le genre* Holcus *L.* Note (*) de M. René de Litardière.

Nous avons signalé en novembre 1948 [1] l'existence de deux Graminées, les *Airopsis tenella* (Cav.) Coss. et DR. et *Periballia lævis* (Brot.) Asch. et Græbn., présentant un nombre chromosomique très faible et aberrant dans la famille, $2n = 8$. Nous venons de découvrir une autre espèce, appartenant aussi à la tribu des Avénées, qui possède $2n = 8$. Il s'agit de l'*Holcus Gayanus* Boiss. (= *H. tenuis* J. Gay, non Trin. = *H. Durieui* Steud.), type hispano-lusitanien. Notre matériel qui nous a été adressé par la Station agronomique portugaise provient de la Serra do Gerês, à Abrotea (Minho).

L'*H. Gayanus*, comme les *Airopsis tenella* et *Periballia lævis*, présente des chromosomes allongés, du type festucoïde.

Jusqu'ici, à notre connaissance, deux espèces seulement du genre *Holcus* avaient été examinées du point de vue chromosomique : les *H. mollis* L. et *H. lanatus* L. Nous en avons repris l'étude. Dans des échantillons de l'*H. mollis* provenant de l'Ardèche (Burzet, entre la Boite et la Brousse, clairière

---

(3) *Comptes rendus*, **228**, 1949, p. 288 et 457.

(4) *Comm. Math. helv.*, **13**, 1940, p. 240; **14**, 1941, p. 350; **15**, 1942, p. 59.

(5) Cette condition est vérifiée, quand F a le rang de X, si l'hypothèse de G. Hirsch que Yen Chih-ta a cru établie (*Comptes rendus*, **228**, 1949, p. 629) est exacte.

(*) Séance du 30 mai 1949.

(1) *Comptes rendus*, **227**, 1948, p. 1071-1072.

rocailleuse de la hêtraie) nous avons trouvé $2n = 28$, nombre différent de celui indiqué par Stählin (1929) ([2]), $2n = 14$, mais qui concorde avec celui signalé par A. Löve et D. Löve (1944) ([3]) pour une plante de Suède (Skåne : Ringsjön). Nous mentionnerons que l'*H. lanatus* étudié par nous sur des exemplaires appartenant au var. *typicus* Fiori et provenant des Deux-Sèvres (Mazières-en-Gâtine à la Gâgnerie, prairies) et de Corse (Bastia, fossé de la route de Saint-Florent; Ocana, rive droite du Prunelli, près du pont de Vanna) ([4]) possède $2n = 14$, ainsi que l'ont indiqué Avdulov (1928, 1931) ([5]) et Stählin (1929) ([2]).

Nos observations montrent donc que le genre *Holcus* est hétérochromosomique ($2n = 8$, 14, 28). Il serait intéressant de poursuivre des recherches caryologiques sur ce genre qui fournit d'ailleurs un très beau matériel d'étude. En particulier, il importerait de retrouver l'*H. mollis* diploïde de Stählin et d'en comparer les caractères morphologiques avec ceux de la plante tétraploïde.

DÉSIGNATIONS.

M. **Albert Caquot** est désigné pour représenter l'Académie à la **Conférence scientifique pour la conservation et l'utilisation des ressources naturelles** qui doit avoir lieu au siège de l'Organisation des Nations Unies, à Lake Success, New-York (États-Unis), du 17 août au 6 septembre 1949.

MM. **Louis de Broglie**, **Jean Chazy** et **Charles Dufraisse** sont délégués à la Cérémonie qui aura lieu à Arcueil, le 26 juin 1949, à l'occasion du deux-centième anniversaire de la naissance de Berthollet et de Laplace.

M. **André Danjon** est désigné pour représenter l'Académie au 68e Congrès de l'**Association Française pour l'avancement des Sciences** qui aura lieu à Clermont-Ferrand, du 15 au 21 juillet 1949.

M. **Roger Heim** est délégué à la Cérémonie qui aura lieu au Panthéon, le 2 juillet 1949, à l'occasion de l'inauguration, par l'**Association des Écrivains combattants**, des plaques rappelant les noms des 197 écrivains tombés pendant la dernière guerre.

([2]) *Morphologische und zytologische Untersuchungen an Gramineen* (*Wissensch. Arch. d. Landw.*, 1).

([3]) *Cyto-taxonomical studies on boreal plants*. III (*Arkiv för Botanik*, 31, A, p. 16).

([4]) Les échantillons récoltés dans cette dernière localité se rapportent à une forme luxuriante (plantes formant de grosses touffes qui atteignent 1m de haut, à feuilles mesurant jusqu'à 1cm de large, à panicule de 11-15cm de long).

([5]) *Systematische Karyologie der Familie Gramineen*, 1928; *Karyosystematische Untersuchung der familie Gramineen* (*Bull. Appl. Bot., Genet. and Plant Breed.*, Suppl. 43, 1931).

PLI CACHETÉ.

M. **Raymond Douce** demande l'ouverture d'un pli cacheté reçu dans la séance du 29 novembre 1948 et enregistré sous le n° 12495.

Ce pli, ouvert en séance par M. le Président, contient deux Notes intitulées *Explication de l'aberration des étoiles fixes basée sur les équations de transformation de Lorentz* et *Nouvelle théorie philosophique de l'électricité.*

(Renvoi à la Section de Physique générale.)

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Faune de France. 50. *Coléoptères scolytides*, par Alfred Balachowsky (présenté par M. Fage.)

ALGÈBRES NON ASSOCIATIVES. — *Algèbres symétriques à division d'ordre quatre.* Note de M. **Raymond Raffin**, présentée par M. Élie Cartan.

Il est clair que même les algèbres monosymétriques ([1]) ne sont pas toutes à division : une algèbre réelle d'ordre trois, par exemple, a nécessairement des diviseurs de zéro.

Nous considérons les algèbres d'ordre quatre. Dans le cas où l'on se place dans le corps R des nombres réels, les polynomes minima à gauche et à droite ne peuvent, ni l'un ni l'autre, être du troisième degré, car ils admettraient alors un facteur linéaire, ce qui est impossible ([2]).

Nous allons nous borner au cas où il y a un polynome minimum du second degré. D'après le théorème 3 ([1])$_1$ il suffit de déterminer parmi les algèbres de base e, i, j, k, où e est un élément unité et où

$$i^2 = j^2 = k^2 = -e,$$
$$i.j = -j.i, \qquad j.k = -k.j, \qquad k.i = -i.k$$

celles qui sont à division. Il y a encore deux cas à considérer :

1° $i.j = a_1 e + a_2 i + a_3 j$. Il existe alors une sous-algèbre. A certains x de cette sous-algèbre, on peut associer *plusieurs* y tels que $x.y = e$. Ce cas est donc à exclure.

([1]) *Comptes rendus*, **228**, 1949, p. 1685.

([2]) Albert, *Non associative algebras* (*Annals of Math.*, **43**, 1942, p. 704).

2° e, i, j, $i.j$ forment une base indépendante. On prendra $i.j = k$. La table de multiplication de cette algèbre $\mathfrak{D}$ sur le corps k est de la forme :

$$\begin{array}{llll}
e & i & j & k \\
i & -e & k & me+\alpha i+\beta j+\gamma k \\
j & -k & -e & ne+\delta i+\varepsilon j+\eta k \\
k & -me-\alpha i-\beta j-\gamma k & -ne-\delta i-\varepsilon j-\eta k & -e
\end{array}$$

où $m, n, \alpha, \ldots, \eta \in \mathrm{K}$.

Soient

$$x = x_1 e + x_2 i + x_3 j + x_4 k,$$
$$a = a_1 e + a_2 i + a_3 j + a_4 k,$$

deux nombre de $\mathfrak{D}$. On peut écrire

$$a.x = a\Gamma_x.$$

Au premier membre figure le produit dans $\mathfrak{D}$. Le second membre est le produit du vecteur ligne $a = (a_1, a_2, a_3, a_4)$ par la matrice

$$\Gamma_x = (\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3, \Gamma_4)x,$$

x étant le vecteur colonne, $x = \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ x_4 \end{pmatrix}$ et Γ_i les matrices

$$\Gamma_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & m \\ 0 & 0 & -1 & n \\ 0 & -m & -n & -1 \end{pmatrix}, \qquad \Gamma_2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & \alpha \\ 0 & 0 & 0 & \delta \\ 0 & -\alpha & -\delta & 0 \end{pmatrix},$$

$$\Gamma_3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & \beta \\ 1 & 0 & 0 & \varepsilon \\ 0 & -\beta & -\varepsilon & 0 \end{pmatrix}, \qquad \Gamma_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & \gamma \\ 0 & -1 & 0 & \eta \\ 1 & -\gamma & -\eta & 0 \end{pmatrix}.$$

J'ai

$$\det \Gamma_x = x'x.x'\mathrm{G}x,$$

x' étant le transposé de x et G la matrice symétrique :

$$\mathrm{G} = \begin{pmatrix} 1 & -\frac{1}{2}\gamma & -\frac{1}{2}\eta & \frac{1}{2}(\alpha+\varepsilon) \\ -\frac{1}{2}\gamma & -\beta & \frac{1}{2}(\alpha-\varepsilon) & \frac{1}{2}(\beta\eta-\gamma\varepsilon) \\ -\frac{1}{2}\eta & \frac{1}{2}(\alpha-\varepsilon) & \delta & \frac{1}{2}(\gamma\delta-\alpha\eta) \\ \frac{1}{2}(\alpha+\varepsilon) & \frac{1}{2}(\beta\eta-\gamma\varepsilon) & \frac{1}{2}(\gamma\delta-\alpha\eta) & \alpha\varepsilon-\beta\delta \end{pmatrix}.$$

Il est remarquable que m et n n'interviennent pas dans $\det \Gamma_x$.

L'équation $\mathrm{Q} = x'\mathrm{G}x = 0$ représente en coordonnées homogènes une

certaine quadrique (Q). Pour que 𝔇 soit à division, dans le cas général d'un corps réel K, il faut et il suffit que $x'Gx$ ne s'annule jamais quel que soit x. Dans le cas du corps R, il faut et il suffit que (Q) soit un ellipsoïde imaginaire. Par suite :

THÉORÈME. — *Toute algèbre symétrique à division, réelle, d'ordre quatre et de degré deux, est équivalente (réellement) à une algèbre* 𝔅 (³) *dans laquelle* $i.j=k$ *et où la quadrique* (Q) *est un ellipsoïde imaginaire. Inversement, une algèbre remplissant ces conditions est une algèbre symétrique à division.*

Des exemples sont donnés par les algèbres :

e	i	j	k
i	$-e$	k	$me+\alpha i-a^2$
j	$-k$	$-e$	$ne+b^2 i+\alpha j$
k	$-me-\alpha i+a^2 j$	$-ne-b^2 i-\alpha j$	$-e$

pour a, b, α, m, n quelconques dans R sauf $ab\neq 0$. Pour que ces algèbres soient associatives, il faut et il suffit que

$$\alpha=m=n=0, \qquad a^2=b^2=1.$$

On obtient alors les quaternions.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Le problème de Dirichlet géodésique.* Note (*) de M. **Marcel Brelot**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

1. Limitons-nous à un domaine borné Ω de l'espace euclidien à $n\geqq 2$ dimensions. Prenons-y la métrique *géodésique*, où la distance de deux points est la borne inférieure des longueurs des arcs de Jordan joignant ces points dans Ω. La complétion de cet espace métrique donne un espace noté $\hat{\Omega}$. L'adjectif géodésique ou l'indice g pour un terme de topologie indiquera qu'il s'agit de $\hat{\Omega}$. Ainsi $\hat{\Omega}-\Omega$ sera la frontière géodésique F de Ω.

Grâce aux résultats d'une Note récente (¹), il est possible de traiter un problème de Dirichlet pour Ω et F, dit problème géodésique, plus raffiné que le problème *ramifié* (²) dans lequel la distance analogue était la borne inférieure

(³) *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 1685.

(⁴) Dickson dans *Linear Algebras* (*Trans. Amer. Math. Soc.*, 13, 1912, p. 59-73) obtient déjà quelques résultats concernant les algèbres symétriques. Cependant, comme il ne distingue pas les inverses à gauche, les inverses à droite et les inverses bilatères, il n'introduit pas les trois types d'algèbre étudiés dans cette Note et dans la précédente. Contrairement à son affirmation (p. 72) l'existence (et l'unicité) de l'inverse (à gauche par exemple) de tout élément, entraîne bien que l'algèbre est à division, même dans le cas non associatif.

(*) Séance du 30 mai 1949.

(¹) M. Brelot et G. Choquet, *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 1556.

(²) M. Brelot, *Annales de l'Université de Grenoble*, 22, section math-phys., p. 167-200.

des diamètres des arcs joignant les deux points dans Ω. On adaptera pas à pas la théorie ramifiée; la seule difficulté sera levée par le lemme 2 qui suit. Soulignons l'essentiel :

2. Théorème 1. — *f étant une fonction réelle sur* F, *considérons les fonctions dans Ω valant* $-\infty$ *ou sous-harmoniques, dont chacune est bornée supérieurement et admet en tout point* $P \in F$, *une* $\limsup_g \leq f(P)$. *L'enveloppe supérieure* $\underline{\mathcal{H}}_f(M)$ *de ces fonctions est* $+\infty$, $-\infty$ *ou harmonique; et* $-\underline{\mathcal{H}}_{(-f)}$ *notée aussi* $\overline{\mathcal{H}}_f$ *et définissable directement de manière analogue majore* $\underline{\mathcal{H}}_f$.

La propriété de $\underline{\mathcal{H}}_f$ s'établit comme dans le problème classique.

L'inégalité, fondamentale, vient de ce que, en topologie euclidienne, l'ensemble des points-frontière non accessibles par arc de longueur finie est de mesure harmonique nulle (corollaire 2 de la Note précédente) ou plus directement du corollaire 1.

Lorsque $\underline{\mathcal{H}}_f$ et $\overline{\mathcal{H}}_f$ sont égales et finies, f sera dite résolutive et la valeur commune des fonctions notée $\mathcal{H}_f$.

3. Lemme 1. — *Pour la fonction de Green* $G_0(M)$ *de tout pôle* O *dans* Ω, *l'intégrale en volume* $\int |\text{grad } G|\, dv$ *est majorée par* $2(n-2)\sigma D$, *où* D *est le diamètre euclidien de* Ω *et* σ *l'aire de la sphère-unité* (*ou* $4\pi D$ *dans le plan*).

Il suffit de considérer G comme différence du potentiel de la masse 1 en O et de la masse obtenue par le balayage de Ω.

De cette inégalité, avantageuse pour établir le théorème 1 de la Note précédente sur les lignes de Green, on déduit grâce aux propriétés données de ces lignes, le résultat-clef suivant :

Lemme 2. — *Soit sur la frontière ordinaire* (*ou ramifiée*) *un ensemble harmoniquement mesurable e. Il y correspond* [3] *dans* F *un ensemble* e_1. *Si* M_n *est une* suite régulière [4] *de points dans* Ω, *satisfaisant à*

$$\text{distance géodésique de } M_n \text{ à } e_1 > \delta \text{ fixe} > 0,$$

la mesure harmonique de e en M_n *tend vers* 0.

Théorème 2. — *Si f sur* F *est bornée supérieurement et* M_n *une suite régulière tendant géodésiquement vers* $P \in F$,

$$\limsup_{n \to \infty} \overline{\mathcal{H}}_f(M_n) \leq \limsup_g \text{ de } f \text{ en } P.$$

Théorème 3. — *Soit f bornée continue sur* F; *elle est résolutive; de plus, si* ω_n *est un domaine croissant avec* $\overline{\omega}_n \subset \Omega$ *et* $\omega_n \to \Omega$, *et* Φ *un prolongement borné continu de f dans* $\hat{\Omega}$, *la fonction de Wiener* $H_\Phi^{\omega_n}$ *tend vers* $\mathcal{H}_f$.

---

(3) La convergence géodésique entraînant la convergence ordinaire (ou ramifiée) définit une application de la frontière géodésique dans la frontière ordinaire (ou ramifiée). e_1 est l'image réciproque de e.

(4) C'est-à-dire telle que $G_0(M_n) \to 0$, ce qui ne dépend pas de O.

4. Reportons-nous à la Note précédente et définissons sur F une mesure harmonique géodésique $\mu^0(e)$ relative à un point $O \in \Omega$, par la condition que e soit de mesure α si l'ensemble maximum des lignes de Green régulières (issues de O) aboutissant géodésiquement en des points de e est de ν-mesure égale à α. Alors :

THÉORÈME 4. — *Pour que f sur F soit résolutive, il faut et suffit qu'elle soit sommable pour la mesure harmonique géodésique (relative à un point O quelconque de Ω). Alors $\mathcal{H}_f(O) = \int f\,d\mu^0$.*

L'extension systématique des applications de la mesure harmonique ordinaire à la mesure ramifiée peut se faire maintenant à la mesure géodésique.

ASTROPHYSIQUE. — *Sur les dimensions des granules photosphériques.* Note (*) de M. CONSTANTIN MACRIS, présentée par M. Bernard Lyot.

On sait que les recherches sur les dimensions des granules photosphériques présentent un grand intérêt pour la physique solaire.

Le premier, Janssen ([1]) donnait, pour les granules, un diamètre compris entre 1″ et 2″. Plus tard, en 1908, Hansky ([2]) leur trouva une forme ronde avec un diamètre de 1″, et Chevalier ([3]), mesure un diamètre moyen de 1″,5.

Strebel et Thuring ([4]) ont travaillé avec un filtre, en lumière ultraviolette. Ils concluent à l'existence de deux couches photosphériques, les granules de la couche inférieure ayant un diamètre de 1″ à 2″ seulement, ceux de la couche supérieure de 5″ à 10″. D'ailleurs Strebel ([5]) a montré plus tard que les granules considérés individuellement avaient un diamètre qui dépendait de la longueur d'onde et que leur forme était en réalité polygonale. H. H. Plaskett ([6]), puis P. ten Bruggencate, W. Grotrian et E. von der Pahlen ([7]) opérant microphotométriquement en lumière violette, ont également trouvé un diamètre moyen de 5″. Enfin P. C. Keenan ([8]), utilisant une longueur d'onde de 5500 Å, a obtenu un diamètre moyen de 1″,4.

Voulant poursuivre ces études, nous avons utilisé deux excellentes photographies de la granulation, intervalle de pose 10 sec., prises par M. B. Lyot à l'Observatoire du Pic du Midi en 1943, avec une lunette de 23^{cm} d'ouverture

---

(*) Séance du 16 mai 1949.

([1]) *Ann. de l'Obs. d'Astr. de Paris* (Meudon), 1, 1896.

([2]) *Pulkovo Mitt.*, 3, 1908, p. 1.

([3]) *Ap. J.*, 27, 1908, p. 12; *Ann. Zô-Sé*, 8, 1912, p. C1.

([4]) *Z. f. Astroph.*, 5, 1932, p. 348.

([5]) *Z. Aph.*, 6, n° 4, 1933, p. 313.

([6]) *M. N. Roy. Astron. Soc.*, 96, 1936, p. 402.

([7]) *Z. Aph.*, 16, 1-2, 1938, p. 51.

([8]) *Aph. J.*, 88, n° 3, 1938, p. 360.

et un filtre vert jaune (λ max. 5500 Å). Nous avons effectué les mesures à l'aide d'un micromètre qui permet d'opérer dans deux directions perpendiculaires. Nous avons corrigé l'effet de perspective en ramenant, par des coefficients appropriés, les dimensions à ce qu'elles seraient au centre du disque.

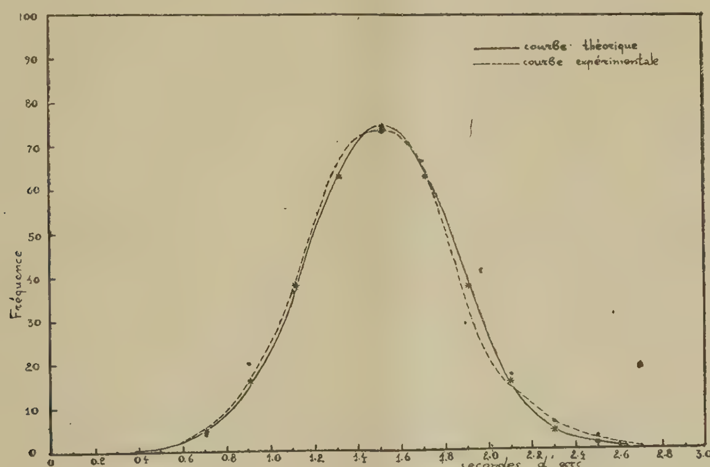
Dans le Tableau sont réunis les résultats. La deuxième colonne donne le nombre de granules mesurés sur chaque cliché, la troisième et quatrième, le diamètre moyen des grains mesurés dans les deux directions considérées et la dernière, le diamètre moyen lors qu'on suppose que tous les grains sont ronds.

TABLEAU.

Images.	Nombre de grains mesurés.	Diamètre moyen Axe E.-O.	Diamètre moyen Axe N.-S.	Diamètre moyen.
1er cliché	173	1″,79	1″,63	1″,71
2e cliché	152	1″,78	1″,58	1″,68

On voit, d'après ces mesures, que le diamètre moyen est plus grand de 0″,2 environ dans la direction E-O que dans la direction N-S.

La statistique sur le nombre total des granules mesurés (325), montre que 174 d'entre eux (53,5 %) présentent un allongement dans la direction E-O, que 106 (32,6 %) sont ronds et que 45, seulement (13,9 %) sont allongés dans l'axe N-S. Cet allongement préférentiel dans l'axe E-O peut être attribué à des causes liées à l'observation : 1° l'agitation atmosphérique; 2° la réfraction par des courants d'air chaud au voisinage du foyer; 3° l'instabilité de l'instrument qui était plus grande en ascension droite qu'en déclinaison.



Il faut cependant remarquer que cette différence entre les deux diamètres apparaît sur deux clichés pris à des instants différents et nous pouvons penser à l'existence possible d'un effet d'origine solaire provoquant l'allongement des grains dans le sens de la rotation.

Si l'on considère les granules comme ronds, les mesures ci-dessus donnent un diamètre moyen de 1″,70, mais cette valeur est surestimée par suite de la difraction. Pour la lunette de 23cm du Pic du Midi, la distance du centre de l'image d'un point au premier anneau, calculée par la formule habituelle, est égale à 0″,6. Mais ainsi que le fait remarquer Keenan [8], la correction à appliquer est certainement bien plus petite. Ici, elle ne doit pas excéder 0″,2, car les clichés montrent, même dans les granules de 1″,5 de diamètre, un grand nombre de détails.

La figure représente la courbe de fréquence des grains en fonction du diamètre. Elle coïncide exactement avec la courbe théorique de Gauss. La répartition des granules relativement à leur diamètre obéit donc à la loi du hasard.

Les diamètres des grains se rangent entre 0″,9 (676km) et 2″,1 (1537km). La valeur moyenne, après avoir appliqué la correction ci-dessus, est égale à 1″,5 (1098km).

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Un théorème général sur les probabilités de transition d'un système quantifié avec dégénérescence spatiale.* Note (*) de MM. **Sybren R. de Groot** et **Hendrik A. Tolhoek**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Quand on considère des transitions d'un système quantifié, par exemple émission d'un photon par un atome ou émission d'une paire d'électron-neutrino par un noyau, il y a en général dégénérescence spatiale pour le système. On peut spécifier l'état du système par n (qui définit l'énergie E_n) et par m, qui définit la composante z du moment angulaire total j. La probabilité de transition totale d'un niveau initial quelconque (indiquée par l'indice i et avec une valeur m_i pour m) à tous les états finaux m_f possibles appartenant à un niveau n_f est donnée par la somme :

$$A_{if}(m_i)=\sum_{m_f} A(n_i, m_i; n_f, m_f). \tag{1}$$

Les grandeurs $A(n_i, m_i; n_f, m_f)$ sont les probabilités de transition partielles. Maintenant on a le théorème :

A_{if} ne dépend pas de m_i, si l'Hamiltonien du système est invariant pour les rotations de l'espace.

Nous avons trouvé une démonstration très générale de ce théorème. Nous nous bornons ici à indiquer les points essentiels et renvoyons pour les détails à [1].

La démonstration ordinaire, qu'on rencontre dans la théorie de l'émission de la lumière, prend comme point de départ des expressions pour la valeur

(*) Séance du 30 mai 1949.

[1] S. R. de Groot et H. A. Tolhoek, *Physica*, 1949 (sous presse).

relative des éléments de matrice ([2]). Cependant cette démonstration n'est valable que pour les transitions admises, tandis que notre démonstration contient aussi le cas des transitions interdites. (L'indépendance de A_{if} de m_i peut être considérée de la manière suivante : m_i ne donne qu'une orientation du système et toutes les orientations sont équivalentes si l'Hamiltonien est invariant pour les rotations de l'espace. De cette considération on peut présumer le théorème, cependant cet argument n'est pas exact.)

De façon analogue à (1) on peut former

$$A'_{fi}(m_f) = \sum_{m_i} A(n_i, m_i; n_f, m_f). \tag{2}$$

Les A'_{fi} sont indépendants de m_f, ce qui peut être démontré de la même façon que l'indépendance de A_{if} de m_i.

Une conséquence immédiate de l'indépendance de A_{if} de m_i et de A'_{fi} de m_f est que :

$$\frac{A_{if}}{A'_{fi}} = \frac{2j_f+1}{2j_i+1}, \tag{3}$$

parce que

$$\sum_{m_i} A_{if}(m_i) = \sum_{m_f} A'_{fi}(m_f) = \sum_{m_i, m_f} A(n_i, m_i; n_f, m_f).$$

La propriété (3) est connue depuis longtemps pour la lumière et pour les transitions admises sous le nom de *règle des sommes d'Ornstein et Burger* ([3]).

Les mêmes questions que pour l'émission de la lumière apparaissent dans la théorie de la radioactivité β. Cependant pour ce dernier phénomène les transitions interdites jouent un rôle beaucoup plus grand que pour le cas de l'émission de la lumière. L'utilisation du théorème est importante pour la discussion des éléments de matrice, qui déterminent les probabilités de transition pour l'émission β ([4]), ([5]).

Pour la démonstration nous faisons usage des ensembles de Gibbs de systèmes quantifiés. Nous démontrons d'abord le lemme suivant : *La condition nécessaire et suffisante pour qu'un ensemble de Gibbs de systèmes quantifiés soit invariant pour les rotations de l'espace est que la matrice de densité ρ_{kl} a la forme*

$$\rho_{kl} = P\,\delta_{kl} \quad \text{(où P est une constante).} \tag{4}$$

([2]) B. L. v. d. Waerden, *Die gruppentheoretische Methode in der Quantenmechanik*, Berlin, 1932, p. 78.

([3]) E. U. Condon et G. H. Shortley, *The Theory of Atomic Spectra*, Cambridge, 1935, p. 238.

([4]) R. E. Marshak, *Phys. Rev.*, 61, 1942, p. 431.

([5]) R. Bouchez, S. R. de Groot, R. Nataf et H. A. Tolhoek, *Journ. de Phys.*, 1949 (sous presse).

Pour établir ceci on considère la transformation de ρ_{kl} pour les rotations infinitésimales. Des propriétés générales de ces rotations suffisent pour établir (4). A l'aide de ce lemme la démonstration de notre théorème suit quand on considère un ensemble invariant pour les rotations formé de systèmes avec un Hamiltonien invariant pour les rotations. Le fait que cet ensemble doit rester invariant pour les rotations pendant le temps, mène directement au théorème cherché.

HAUTES FRÉQUENCES. — *Sur la mesure de la perméabilité magnétique en ultra-haute fréquence.* Note (*) de Mme **Jeanne Soutif-Guicherd** et M. **Pierre Grivet**, présentée par M. Jean Cabannes.

Nous avons étudié la réalisation d'une méthode dont le principe avait été signalé il y a quelques années par M. J. Bernier [1] : le mode de vibration du type coaxial se transforme de manière continue en le mode fondamental du cylindre de révolution, lorsque le diamètre du conducteur interne tend vers zéro. J. Bernier a montré que tant que le diamètre du conducteur central était supérieur à dix fois la valeur de l'épaisseur de peau, le décalage $d\lambda$ de la longueur d'onde propre du coaxial par rapport à sa valeur normale λ_0 lorsque a est grand était donné par la formule

$$\frac{d\lambda}{\lambda_0} = \frac{\sqrt{\mu_r}}{2\left(\dfrac{a}{\delta_0}\right) \mathrm{L}_n\left(\dfrac{b}{a}\right)}, \tag{1}$$

a, rayon du conducteur central, b rayon du conducteur externe, δ_0 épaisseur de peau, pour un conducteur de même résistivité que l'échantillon mais de perméabilité relative $\mu_r = 1$; μ_r perméabilité relative de l'échantillon.

Cette formule montre que $d\lambda$ est proportionnel à la racine carrée de la perméabilité relative du métal qui constitue le conducteur central. On peut donc mettre en évidence les variations de μ_r en fonction de différents facteurs physiques, en particulier d'un champ constant de polarisation à partir des changements corrélatifs de $d\lambda$, mais il faut pour cela que la courbe de résonance du résonateur reste assez aiguë; nous avons vérifié qu'il en était ainsi. Nous avons calculé la demi-largeur de la courbe de résonance $d_1\lambda$, et montré que son expression était égale au $d\lambda$ calculé suivant la formule (1) ; $d_1\lambda = d\lambda$, si bien que la courbe de résonance réelle du résonateur se trouve nettement déplacée par rapport à la longueur normale de résonance du coaxial λ_0(λ_0 égale deux fois la longueur du résonateur pour un coaxial vibrant en demi-onde); la courbe s'aplatit en même temps, de sorte que les courbes correspon-

---

(*) Séance du 30 mai 1949.

[1] *Sur la théorie des cavités électromagnétiques*, Ch. IX, p. 77-90 (*Thèse*, Paris, 1944).

dant à différentes valeurs de μ_r passent toutes par un point fixe, obtenu pour $\lambda = \lambda_0$; la qualité de chacun des résonateurs est $Q = \lambda_0/d\lambda$, c'est-à-dire :

$$2[(a/\delta_0) L_n(b/a)]/\sqrt{\mu_r}.$$

Nous avons vérifié ces résultats expérimentalement de manière qualitative pour $\lambda_0 = 3^{cm}$, le fil central du résonateur étant en ferro-nickel de diamètre 5/10 de millimètre ; les variations de perméabilité et par conséquent de $d\lambda$ étaient obtenues par l'application au fil central d'un champ constant de quelques centaines de gauss.

Cette méthode a l'avantage de s'appliquer aux fils d'un traitement métallurgique commode ; nous espérons l'adapter à l'étude de la résonance ferromagnétique en tenant compte de la composante imaginaire de la perméabilité.

OPTIQUE. — *Sur la variation de l'anisotropie optique moléculaire avec la longueur d'onde.* Note (*) de M. **Roger Servant**, présentée par M. Aimé Cotton.

On sait combien les mesures sur la variation du facteur de dépolarisation de la lumière diffusée par les liquides en fonction de la longueur d'onde (Martin, Turner, Mitra, Krishnan, etc.) sont délicates et difficiles à interpréter. Aussi, les conclusions relatives à la dispersion de l'anisotropie optique sont-elles encore assez contradictoires. Ces mesures viennent d'être reprises récemment sur le benzène ([1]).

Je voudrais indiquer ici que les résultats sur les biréfringences électriques et magnétiques des liquides (effets Kerr et Cotton-Mouton) ou même cristallines, sont susceptibles de fournir sur le même sujet des précisions importantes :

Remarquons d'abord que la théorie de l'orientation, de Langevin-Born, conduit à admettre que la biréfringence d'un liquide dans un champ électrique ou magnétique est proportionnelle à $\delta[1 - (3/2) J]$, δ étant l'anisotropie optique et J l'intégrale classique $\frac{1}{N}\int \sin^2\theta \, dN$ de Langevin. Cette quantité J prend des valeurs différentes suivant que l'orientation est due à une anisotropie électrique δ_E, ou magnétique δ_M, ou encore à un moment permanent m, ou à un moment orbital (dans le cas d'un spin découplé), etc. Les formules qui font apparaître l'effet Kerr comme proportionnel au carré δ^2 de l'anisotropie, sont en réalité obtenues en remplaçant le produit $\delta\delta_E$ par δ^2, ce qui se justifie lorsqu'on veut calculer une valeur moyenne de l'anisotropie. Mais, à partir de telles formules et par un raisonnement théorique souvent repris, on a cru pouvoir déduire que δ^2 [égal par exemple à $5\gamma\rho/(6 - 7\rho)$ dans le cas des liquides] devait être pro-

---

(*) Séance du 30 mai 1949.

([1]) G. de Vaucouleurs, *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 914.

portionnel à (n^2-1) ou $(n^2-1)/(n^2+2)$. En réalité, il faut conclure dans les mêmes hypothèses que c'est δ. Montrons comment cette prévision est confirmée :

1. *Cristaux uniaxes.* — Si, suivant une idée appliquée par Langevin au quartz, on assimile un cristal uniaxe à un alignement convenable de *molécules* d'anisotropie δ, il est facile de montrer que cette anisotropie est proportionnelle à la quantité

$$\Delta=\frac{n_0^2-n_e^2}{2n_0^2+n_e^2-3}.$$

Or, on peut comparer directement Δ à (n^2-1), par exemple dans le cas du spath. Voici quelques nombres extraits de cette comparaison :

λ (Å)............	2573.	4413.	7682.	8325.	10973.
Δ...............	0,1369	0,1182	0,1129	0,1123	0,1106
n_0^2-1..........	2,100	1,803	1,722	1,715	1,695
$100\,\Delta/(n_0^2-1)$...	6,52	6,56	6,56	6,55	6,52

On voit que l'anisotropie optique est proportionnelle à (n^2-1). La conclusion est la même pour le quartz.

2. *Liquides.* — J'ai montré que la dispersion des constantes de Kerr et de Cotton-Mouton en fonction de la longueur d'onde, peut être traduite avec une grande précision [2] par une formule du type

$$C=\frac{a\lambda}{\lambda^2-b}.$$

La constante a s'exprime à partir de la théorie de Langevin-Born en fonction des constantes moléculaires. Elle est proportionnelle à l'anisotropie optique δ et en permet le calcul. Mais, si au lieu de considérer les valeurs moyennes, on suppose que l'anisotropie varie proportionnellement à (n^2-1), on montre facilement que la constante b, au lieu d'être égale au λ_0^2 intervenant dans la formule de réfractivité à un terme, doit être sensiblement égale à $1,75\,\lambda_0^2$. C'est ce que confirment les nombres suivants, extraits d'un travail à paraître :

	b expérimental.		
	Effet Kerr.	Effet Cotton-Mouton.	b calculé.
Benzène.....................	–	3	2,8
Chlorobenzène...............	3,4	3,4	3,5
Hexane......................	1,6	–	1,6
Nitrobenzène................	4	4	4,2
Sulfure de carbone..........	5	5	5,25
Toluène.....................	3,7	3,7	3,7

Ainsi, la dispersion de l'anisotropie optique reste faible vis-à-vis de celle de

(2) R. Servant, *Comptes rendus*, **211**, 1940, p. 780; *J. de Physique*, **4**, 1943, p. 105.

la biréfringence. Pour l'hexane par exemple, δ varie de 16 % de $0^{\mu},58$ à $0^{\mu},25$, alors que la constante de Kerr varie de 190 %, et l'usage de valeurs moyennes reste parfaitement justifié. Mais, en toute rigueur, on doit conclure de l'analyse des résultats rappelés plus haut que l'anisotropie optique δ varie proportionnellement à (n^2-1). Cette conclusion s'appuie sur l'interprétation de mesures polarimétriques très précises, s'étendant sur un très large domaine spectral.

SPECTROSCOPIE. — *Spectre d'absorption de l'oxyde azotique gazeux dans la région de Schumann.* Note de M[lle] **Janine Mayence**, MM. **Jacques Romand** et **Boris Vodar**, présentée par M. Jean Cabannes.

Le spectre d'absorption ultraviolet de l'oxyde azotique gazeux a été étudié par différents auteurs, en particulier, d'une manière quantitative par Lambrey dans l'ultraviolet moyen (1), et qualitativement par Leifson dans la région de Schumann (2). L'effet de pression presque quadratique trouvé par Lambrey et resté inexpliqué, ainsi que la présence d'une bande continue débutant dans l'ultraviolet moyen [signalée par Lambrey et observée jusqu'à 2600 Å par Herzberg dans un travail récent (3)] nous ont conduits à faire l'étude quantitative du spectre d'absorption de NO dans la région de Schumann.

Ce travail a été poursuivi à l'aide de l'appareil réalisé par l'un d'entre nous (4). Afin de réduire les temps de pose, nous avons pris délibérément une fente large ($0^{mm},05$), car avec le spectrographe utilisé nous ne pouvions pas espérer obtenir une résolution complète.

L'oxyde azotique était préparé et distillé dans le vide suivant un procédé déjà décrit (5). Nous avons utilisé des cuves dont les longueurs sont 1, 10, 50 et 500^{mm}, et des pressions variant de 10 à 700 Torr. Le spectre d'absorption a été ainsi étudié à la température ordinaire (18°C) depuis 4000 jusqu'à 1 400 Å; l'oxyde azotique était pur ou mélangé avec des gaz étrangers transparents dans cette région (hélium et argon) dont la pression partielle variait de 100 à 400 Torr.

Nous avons observé les 4 systèmes de bandes de vibration (β, γ, δ, ε) déjà connus, ainsi que deux bandes continues, l'une dont le maximum est situé à 1 440 Å ($K_n = 3$), l'autre, environ 10 fois moins intense, et dont le maximum se trouve à 1 820 Å. Cette dernière est celle dont Lambrey d'une part et Herzberg d'autre part ont observé la partie situé dans l'ultraviolet moyen.

L'ensemble de nos résultats expérimentaux peut se résumer comme suit :

---

(1) *Ann. Phys.*, **14**, 1930, p. 95-183.
(2) *Astrophys. J.*, **43**, 1926, p. 73.
(3) H.-J. Bernstein et G. Herzberg *J. Chem. Phys.*, **15**, 1947, p. 77.
(4) J. Romand, *Thèse*, Paris, 1948; *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 238.
(5) B. Vodar, J. Jardillier et J. Mayence, *Comptes rendus*, **222**, 1946, p. 1343.

a. Aucun effet de pression sur aucune des bandes, quand le gaz est pur, dans le domaine des pressions utilisées. On en déduit qu'aucune des bandes que nous observons n'est due à une molécule associée.

b. Aucun effet de dissociation photochimique, même en changeant totalement les conditions expérimentales : temps de pose très court (10^{-4} sec) avec un éclairement très intense, irradiation prolongée pendant une demi-heure.

c. Par contre nous observons une variation du coefficient d'absorption des bandes β, γ, δ, ε avec la longueur de la cuve et la pression du gaz étranger. La densité optique relative aux maxima d'absorption est proportionnelle à la racine carrée de la longueur de la cuve; en présence d'un gaz étranger, elle est aussi proportionnelle à la racine carrée de la pression partielle de NO et à la racine carrée de la pression totale. L'ensemble des résultats *a* et *c* sont identiques aux effets couramment observés dans l'infrarouge et dont la théorie a été exposée par exemple par Nielsen [6]. Ils ont leur origine dans le fait que nous étudions une bande non résolue; la variation avec la longueur ne suit pas la loi de Lambert parce qu'il y a des régions de transparence entre les raies; par contre la loi de Beer en fonction de la pression est vérifiée grâce à un effet de compensation dû à l'élargissement des raies. Quantitativement, nos résultats sont en parfait accord avec la théorie de Nielsen et peuvent être représentés par la formule : $d = K\sqrt{l}\sqrt{p}\sqrt{P}$ (d = densité optique; P = pression totale et p = pression partielle de NO). Si NO est pur, $P = p$; on retrouve la proportionnalité de d à p. Remarquons que nos résultats ne sont pas en contradiction avec ceux obtenus par Lambrey qui peuvent s'expliquer dans le cadre de la théorie de Nielsen, le pouvoir de résolution de l'appareil qu'il utilisait étant encore insuffisant pour résoudre complètement chaque raie et avoir le maximum réel.

d. Pour la bande continue de 1440 Å, nous n'avons observé de variation du coefficient d'absorption ni avec la longueur, ni avec la pression, ni en présence de gaz étrangers. Il est donc probable qu'il s'agit bien d'une bande continue appartenant au spectre de la molécule NO.

e. Par contre, pour l'autre bande plus faible (maximum à 1820 Å), le coefficient d'absorption varie comme pour les bandes β, γ, δ, ε. Il est peu probable que cette bande soit due à une impureté, car deux séries d'expériences dans des conditions différentes, nous ont donné les mêmes coefficients à quelques % près. Il est possible qu'elle ne soit que le lieu des pieds des bandes des différents systèmes, ce qui est vraisemblablement le cas au voisinage du maximum; mais son prolongement a été observé par Herzberg (avec une longueur de gaz de 30^{m} et une pression de 700 Torr) jusqu'à 2600 Å. D'autre part le gaz NO_2 possède une bande dans la région 1700-1900 Å et une autre vers 1400 Å; bien que la

---

(6) J.-R. Nielsen, V. Thornton et E.-B. Dale, *Rev. mod. Phys.*, 16, 1944, p. 307.

présence dans NO d'une impureté en quantité notable soit peu vraisemblable, une étude quantitative de NO_2 dans la région de Schumann mérite d'être envisagée.

RAYONS X. — *Application de la théorie de Born et Green au calcul de l'intensité diffusée par les gaz et les liquides.* Note (*) de M. **Gérard Fournet**, présentée par M. Charles Mauguin.

Dans une Note précédente ([1]) nous avions établi, à partir du potentiel $\Phi(r)$ d'un couple de particules à la distance r et en utilisant la théorie cinétique des fluides de Born et Green ([2]), une expression de l'intensité des rayons X diffusés par un ensemble de particules sphériques :

$$(1)\qquad \overline{\mathrm{I}(h)} = \overline{\mathrm{N}}\,\mathrm{F}^2(h)\,\frac{v_1}{v_1 - (2\pi)^{\frac{3}{2}}\varepsilon\beta(h)}.$$

Cette formule n'est valable que pour les gaz, aussi avons-nous cherché à étendre nos résultats aux liquides. Dans ce dernier cas ([2]), le dénominateur de (1) peut s'annuler et il faut faire intervenir les racines z_u à partie imaginaire positive de l'équation complexe $v_1 - (2\pi)^{\frac{3}{2}}\varepsilon\beta(z) = 0$ pour obtenir l'expression générale :

$$(2)\qquad \overline{\mathrm{I}(h)} = \overline{\mathrm{N}}\,\mathrm{F}^2(h)\left\{1 + \frac{2v_1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}\varepsilon}\sum_n \frac{z_u}{(z_u^2 - h^2)\beta'(zu)}\right\}.$$

Ces formules permettent de calculer les courbes de diffusion d'une matière quelconque, gazeuse ou liquide, à partir du potentiel $\Phi(r)$ sans passer par l'intermédiaire des classiques fonctions de répartition $\mathrm{P}(r)$ introduites par Zernicke et Prins. Avant d'employer les expressions (1) et (2), il faut toutefois déterminer $\beta(h)$ qui ne dépend que du potentiel $\Phi(r)$ et de la température. La théorie de Born et Green est également capable de fournir la fonction $\mathrm{P}(r)$, mais la connaissance de $\beta(h)$ *et de la pression* est alors exigée. La méthode de calcul que nous proposons est donc beaucoup plus rapide que l'ancienne. Inversement à partir des courbes de diffusion on peut déterminer $\Phi(r)$, mais en pratique cette fonction ne sera connue avec précision que lorsqu'elle sera inférieure à 3 kT environ.

Pour éprouver cette théorie nous avons choisi l'argon, Rodriguez ([3]) ayant, d'une part, calculé la fonction $\beta(h)$ correspondant à une température de 150° K à

(*) Séance du 30 mai 1949.

([1]) *Comptes rendus*, **228**, 1949, p. 1421 (nous employons les mêmes notations dans la présente Note).

([2]) *Proc. Roy. Soc.*, A, **188**, p. 10; A, **189**, p. 103.

([3]) *Proc. Roy. Soc.*, A, **196**, p. 73.

partir de la formule de potentiel de Lennard-Jones et Eisenstein et Gingrich (4), d'autre part, mesuré les courbes de diffusion de l'argon sous différentes pressions à 149°, 3 K. Sur la figure 1 nous avons porté deux de ces courbes expérimentales correspondant à un gaz et un liquide voisins du point d'ébullition. La figure 2 représente trois courbes de diffusion *entièrement théoriques* [les facteurs de structure $F^2(h)$ sont ceux calculés par Jones et Brindley] de l'argon gazeux à 150° K sous différentes pressions. Il y a bon accord entre la courbe expérimentale (*fig.* 1) et la courbe la plus accidentée de la figure 2 relative au gaz

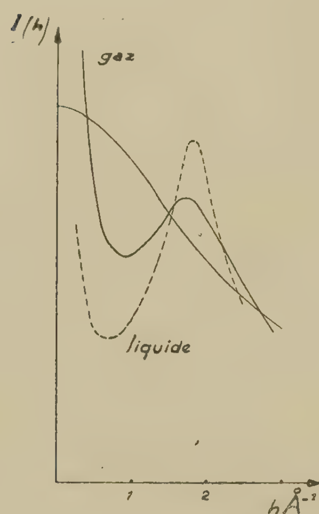


Fig. 1.



Fig. 2.

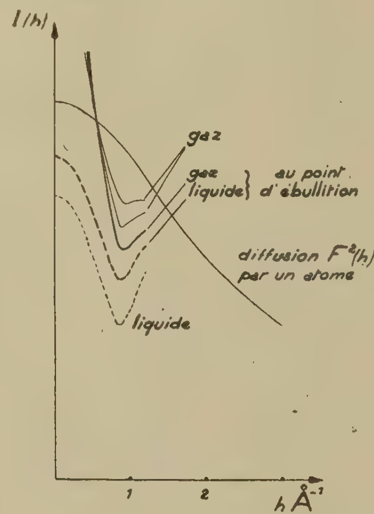


Fig 3.

juste avant liquéfaction. Pour obtenir les résultats relatifs aux liquides et les comparer à ceux des gaz (*fig.* 3) en évitant de longs calculs numériques, nous avons employé une approximation de $\beta(h)$ mauvaise au delà de $h = 1{,}2$ Å^{-1}. La différence entre les courbes du gaz et du liquide au point d'ébullition (d'ailleurs conforme à l'expérience) est inhérente à la théorie et indépendante de l'approximation choisie. La théorie prévoit ainsi une très grande différence entre la diffusion aux petits angles par un gaz et par un liquide de même densité, ce qui traduit (5), (6) que les fluctuations sont bien plus grandes dans le gaz que dans le liquide et par conséquent qu'il y a de fortes probabilités d'aggrégation temporaire dans le gaz. Ces formations de *grappes d'atomes* déduites par Eisenstein et Gingrich (4) et Vineyard (7) des résultats de rayons X n'ont donc pas besoin de faire l'objet d'hypothèses spéciales (4), (7) puisqu'elles sont contenues implicitement dans la fonction $\Phi(r)$.

(4) *Phys. Rev.*, 62, 1942, p. 261.
(5) M. J. Yvon, *Journ. Phys.*, 7, 1947, p. 202.
(6) G. Fournet et A. Guinier, *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 66.
(7) *Phys. Rev.*, 74, 1948, p. 1076.

La même expression théorique ([2]) permettant d'expliquer un grand nombre de faits expérimentaux relatifs aux gaz et aux liquides, nous espérons avoir apporté une preuve expérimentale de la théorie de Born et Green.

Nous pensons appliquer prochainement ces considérations à l'étude des colloïdes lyophobes et de certaines solutions solides métalliques.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Remarques sur la variation des sections efficaces des réactions* (γ, n) *et la structure des nuclides légers*. Note ([*]) de M. **Raymond Chastel**, présentée par M. Frédéric Joliot.

L'effet photonucléaire donne lieu à un certain nombre de difficultés dans l'interprétation théorique des résultats expérimentaux concernant les sections efficaces ([1]) ([2]).

Le rapport des sections efficaces $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$ résultant des mesures de Hirzel et Wäffler ([3]) est considérablement plus grand que le rapport prévu à partir de la théorie statistique des noyaux (la divergence varie d'un facteur 10 à 1 000 pour des masses atomiques variant de 53 à 118).

La section efficace de la réaction $^{63}\mathrm{Cu}(\gamma, n)^{62}\mathrm{Cu}$ obtenue par Wäffler et Hirzel ([4]) $\sigma_{17,5}(\gamma, n) = 1,2 \pm 0,3\ 10^{-25}\ \mathrm{cm}^2$ est de l'ordre de grandeur de la section géométrique du noyau de cuivre $\pi R^2 = 10^{-24}\ \mathrm{cm}^2$, ce qui est très difficile à interpréter.

Enfin les sections efficaces des réactions (γ, n) présentent des variations importantes pour des nuclides voisins et en particulier une augmentation remarquable pour $Z > 20$. En vue d'interpréter ces derniers résultats, P. Jensen ([5]) a établi une comparaison entre les sections efficaces (γ, n) et les nombres isotopiques $N - Z$ (excès de neutrons) des nuclides considérés, il a observé un parallélisme frappant entre les courbes de variation en fonction de Z de ces deux grandeurs. Parallélisme qui se poursuit pour les noyaux légers jusque vers $Z = 40$. Il note seulement deux divergences pour $^{32}\mathrm{S}$ et $^{46}\mathrm{Ti}$.

En vue d'interpréter les variations de section efficace pour des valeurs voisines de Z, il nous a paru intéressant de faire intervenir des considérations sur la structure des noyaux ainsi que Jensen le suggère lui-même. Nous avons à partir d'une idée émise à diverses reprises par F. Joliot, essayé d'introduire des groupements de protons et de neutrons au sein des noyaux et plus particulièrement des motifs structuraux nucléaires en particules alpha. On constate

---

([*]) Séance du 30 mai 1949.

([1]) Schiff, *Phy. Rev.*, 73, 1948, p. 1311.

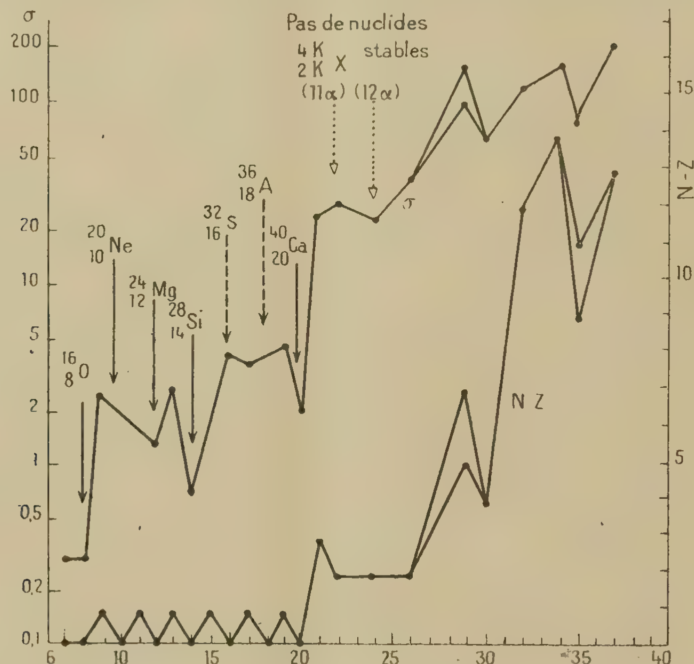
([2]) Courant, *Bull. Am. Phys. Soc.*, 23, n° 3, Abs. J3, 1948.

([3]) *Helv. Phys. Act.*, 20, 1947, p. 373.

([4]) *Helv. Phys. Act.*, 21, 1948, p. 200.

([5]) *Proc. Phys. Soc.*, 61, 1948, p. 579.

que les noyaux de la forme ${}^{4k}_{2k}X$ (k étant entier) où les nucléons peuvent être considérés comme groupés en un nombre entier de particules α tels que ${}^{16}_{8}O$, ${}^{24}_{12}Mg$, ${}^{28}_{14}Si$, etc., correspondent à des minima de section efficace. Tout se passe comme s'il était plus facile d'éjecter des neutrons non groupés dans des particules α. L'accord se poursuit jusqu'à ${}^{40}_{20}Ca$; au delà les noyaux stables ont un



plus grand excès de neutrons et l'on ne rencontre plus de noyau de la forme ${}^{4k}_{2k}X$, fait qui expliquerait la croissance brusque des sections efficaces pour $Z > 20$. Une seule exception apparaît pour ${}^{32}_{16}S$; encore cette exception n'est-elle que partielle car nous n'avons pas de détermination de section efficace pour ${}^{31}_{15}P$, valeur qu'il faudrait attendre comme plus grande que celle de ${}^{32}_{16}S$. De même on peut prévoir des minima de la courbe pour ${}^{20}_{10}Ne$ et ${}^{36}_{18}A$ pour lesquels on ne possède pas non plus de valeur de la section efficace (γ, n). Notons en outre que les noyaux ${}^{4k}_{2k}X$ correspondent dans tous les cas jusqu'à $Z = 20$ à des minima de la courbe des nombres isotopiques.

Les considérations précédentes montrent le grand intérêt qu'il y aurait à étudier systématiquement l'effet (γ, n) sur tous les noyaux légers dont $Z < 20$.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur la séparation des isomères nucléaires.* Note (*) de M. **Georges Kayas**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Il serait intéressant de pouvoir séparer les isomères nucléaires, pour étudier les filiations entre les différents états d'excitation d'un noyau et la nature des

(*) Séance du 30 mai 1949.

rayonnements émis, surtout dans les cas où le niveau fondamental a une période plus courte que le niveau excité.

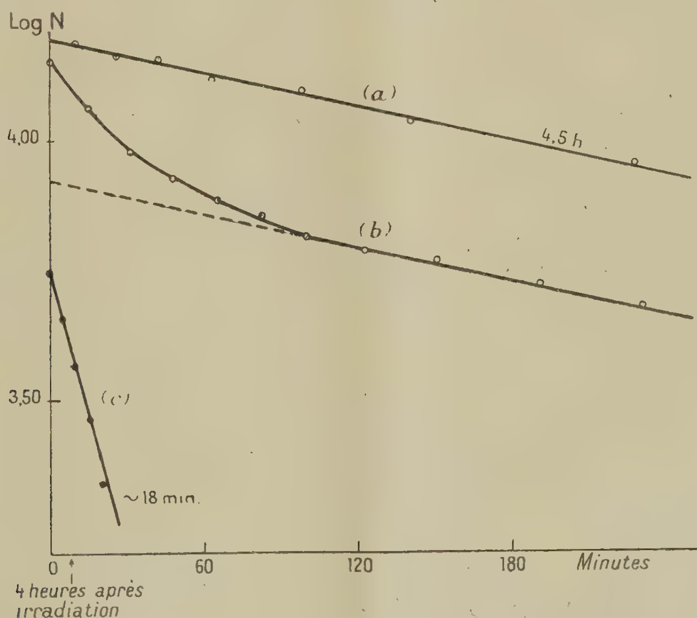
Cette séparation se heurte à de sérieuses difficultés dues aux deux causes complémentaires suivantes :

1° l'*isotopie*, avec toutes les conséquences que celle-ci entraîne pour la séparation et

2° l'*isobarie*, qui met en défaut les méthodes usuelles de la séparation des isotopes.

Il paraît donc douteux qu'on puisse, par des moyens purement physiques, arriver à une séparation des isomères nucléaires.

Le phénomène du recul radioactif causé par le photon émis ou l'électron de conversion de celui-ci, a été élégamment mis à profit par Segré, Halford et Seaborg (1), qui ont réussi une séparation complète des deux isomères du Br^{80}, méthode aussitôt utilisée dans les belles expériences de De Vault et Libby (2) et de A. Berthelot (3) sur la même paire.



Courbe (*a*) : échantillon initial; courbe (*b*) : échantillon après traitement; courbe (*c*) : après soustraction du 4,5 h.

On pourrait penser qu'après l'émission γ, surtout dans le cas où celle-ci est fortement convertie, le noyau fondamental n'est pas forcément resté dans le même état chimique que le noyau excité, et par conséquent il pourrait présenter

(1) *Phys. Rev.*, 55, 1939, p. 321.

(2) *Ibid.*, 55, 1939, p. 322.

(3) *Thèse*, Paris 1944.

des propriétés chimiques et physicochimiques assez différentes pour permettre une séparation.

Nous voulons rapporter ici quelques résultats préliminaires sur la séparation des isomères du Br^{80}.

Nous avons irradié 50^{cm^3} de bromure d'éthyle fraîchement rectifié avec les neutrons lents produits par le cyclotron du Collège de France pendant 2 heures. Trois heures après la fin de l'irradiation on verse 10^{cm^3} du produit actif dans un bécher contenant 1^g d'amberlite IR4B et l'on agite pendant une demi-heure environ, on filtre rapidement et dans le filtrat on précipite une petite quantité de brome par une solution de nitrate d'argent. Le bromure d'argent obtenu est filtré et séché rapidement à l'alcool et l'on suit sa décroissance au compteur Geiger-Müller. Parallèlement on mesure un échantillon de bromure d'argent obtenu à partir du produit irradié n'ayant subi aucun traitement.

Les résultats des mesures reproduits sur la figure ci-dessus montrent une séparation nette de Br^{80} (18 minutes) à partir du Br^{80*} (4 h, 5).

On voit qu'à l'instant zéro 40 % de l'activité totale est due au Br (18 minutes).

CHIMIE PHYSIQUE. — *Nouvelle méthode d'étude physicochimique des corps insolubles à groupes actifs dissociables.* Note (*) de MM. **Alfred Maillard** et **J.-P. Hilfiger**, présentée par M. Louis Hackspill.

Pour expliquer les réactions d'échange entre un composé insoluble et une solution d'électrolyte, différentes théories ont été émises. La plus plausible, celle de Wiegner ([1]), fait intervenir l'existence, sur la macrostructure du composé insoluble, de groupes actifs, c'est-à-dire de groupes possédant des ions doués d'une certaine mobilité.

Dans le cas des argiles il s'agit de cations Na^+ liés électrostatiquement au colloïde argileux. Cette hypothèse peut s'appliquer en particulier aux permutites et aux zéolites, la composition et la structure de ces corps permettant de prévoir des forces d'attraction agissant sur les cations. Les cations de la macromolécule gardent une mobilité relative, ils peuvent osciller dans un certain volume, lorsque le corps insoluble est placé dans une solution. Si cette solution contient des cations différents, il peut y avoir substitution entre ces cations et les cations mobiles du corps insoluble, suivant une loi statistique. L'affinité des cations pour la macromolécule rigide insoluble sera liée à leurs charges électriques, ce qui rend compte de la possibilité de déplacement plus ou moins complet d'un cation par un autre.

Nous avons appliqué cette conception aux résines organiques échangeurs d'ions qui sont des substances macromoléculaires synthétiques.

(*) Séance du 30 mai 1949.

([1]) *K. Z.*, 268, 1927, p. 42.

Le corps rigide de ces macromolécules résulte de la condensation entre le formol (en général) et des composés phénoliques, carboxyliques ou sulfonés, ou un mélange de ces corps, comme composés actifs. Les groupes actifs, donnant par dissociation des ions mobiles, sont alors respectivement OH, COOH, SO_3H, $CH_2 — SO_3H$ ou un mélange de ces groupes. Jusqu'à présent il n'existait pas de méthode directe pour mesurer cette dissociation. Nous avons mis au point une telle méthode, elle revient à mesurer la conductibilité de ces résines. Un vase de conductibilité spécial, à électrodes particulièrement rigides et à écartement fixe, a été mis au point.

Pour les mesures, on détermine d'abord la conductibilité d'une solution d'acide. Puis on répète la mesure après qu'une partie de l'acide a été déplacée par un volume égal de résine; on recommence cette opération pour des solutions d'acides de diverses concentrations. A partir des résultats de ces mesures, on obtient par voie graphique la conductibilité de la résine; elle est égale à celle de la solution lorsque l'introduction de résine dans cette dernière ne change plus sa conductibilité.

En saturant les groupes actifs avec un cation donné et en mesurant la conductibilité de la résine obtenue par comparaison avec celle d'une solution du même cation, on obtient une valeur proportionnelle à la constante de dissociation de la résine cationique considérée.

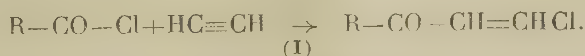
A titre d'indication provisoire la conductibilité spécifique d'une résine phénolsulfonée (Amberlite 1 R 100. Na), obtenue par saturation de la résine H avec du chlorure de sodium, a été trouvée égale à $4,2.10^{-3}\ 1/\omega.cm^{-1}$ en milieu solution aqueuse de NaCl; la même valeur a été trouvée en milieu solution aqueuse de NO_3Na.

Ces mêmes principes de mesure s'appliquent aux échangeurs d'anions. Il convient alors de tenir compte de l'hydrolyse de ces produits qui sont souvent des amines aromatiques ou aliphatiques condensées. Les variations de pH des solutions donnent une mesure de cette hydrolyse.

Avec le dispositif utilisé actuellement les mesures sont reproductibles avec une précision allant jusqu'à la quatrième décimale.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur les β-chlorovinyl-cétones et leur utilisation pour la synthèse de quinoléines.* Note de M. **Marc Julia**, présentée par M. Marcel Delépine.

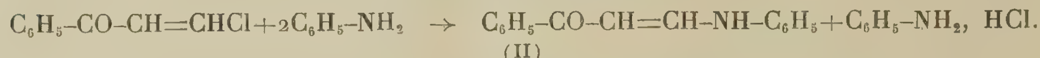
Les β-chlorovinyl-cétones sont relativement faciles à préparer. On peut, par exemple, faire réagir un chlorure d'acide, R—CO—Cl et l'acétylène en présence de chlorure d'aluminium ou de chlorure d'étain [1].



$$R-CO-Cl+HC\equiv CH \rightarrow R-CO-CH=CHCl. \quad (I)$$

(1) Cornillot et Alquier, *Comptes rendus*, 201, 1935, p. 837; Bayer et Nelles, *D. R. P.*, 642 147; *C. B.*, II, 1937, p. 2597.

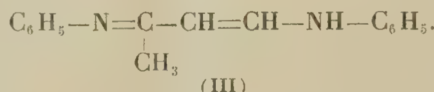
Plus récemment Panizzi [2] obtint la phényl-chlorovinyl-cétone (I, $R = C_6H_5$) par action du chlorure de thionyle sur l'hydroxyméthylène acétophénone. Cet auteur montra la mobilité du chlore qu'il put remplacer par un reste aniline :



$$C_6H_5{-}CO{-}CH{=}CHCl + 2C_6H_5{-}NH_2 \rightarrow C_6H_5{-}CO{-}CH{=}CH{-}NH{-}C_6H_5 + C_6H_5{-}NH_2,\ HCl.$$

(II)

Yabukovitch et Merkulova [3] firent réagir l'aniline sur la méthyl-chlorovinyl-cétone (I, $R{=}CH_3$) dans l'éther et obtinrent un composé F 180° auquel ils assignèrent la structure III :

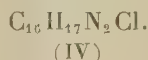


$$C_6H_5{-}N{=}\underset{\displaystyle CH_3}{\underset{|}{C}}{-}CH{=}CH{-}NH{-}C_6H_5.$$

(III)

Des composés analogues à (II) ont été obtenus par Bowden, Braude et Jones [4] par addition d'amines non tertiaires sur les cétones acétyléniques.

Utilisant des chlorovinyl-cétones dans un autre but, nous avons repris ces expériences. En mélangeant des solutions alcooliques de méthyl-chlorovinylcétone et d'aniline, nous avons observé un échauffement puis, au bout de quelque temps, la séparation d'un produit cristallisé, jaune canari (IV) F 194°. L'analyse montra que deux molécules d'aniline et une de cétone s'étaient combinées pour donner un composé :

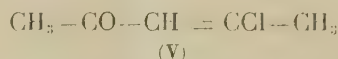


$$C_{16}H_{17}N_2Cl.$$

(IV)

Maximum d'absorption dans l'ultraviolet à $370^{m\mu}$; $\varepsilon = 37500$.

D'une façon analogue, la chloro-4 pentène-3 one-2



$$CH_3{-}CO{-}CH{=}CCl{-}CH_3$$

(V)

obtenue par la réaction de Friedel entre le chlorure d'acétyle et le propine donna avec l'aniline et la paratoluidine des corps cristallisés.

(VI) $C_{17}H_{19}N_2Cl$, F 215°, maximum d'absorption à $345^{m\mu}$, $\varepsilon = 25500$

(VII) $C_{19}H_{23}N_2Cl$, F 220°, maximum d'absorption à $350^{m\mu}$, $\varepsilon = 17000$

ces deux composés sont jaune clair.

Il fut assez surprenant de constater que, dans des conditions tout à fait analogues, la méthyl-chlorovinyl-cétone et la paratoluidine donnèrent un composé formé d'une seule molécule de chacun des réactifs ($C_{11}H_{13}ON$) pratiquement blanc, F 111-112° (VIII). Maximum d'absorption à $340^{m\mu}$, $\varepsilon = 22000$.

---

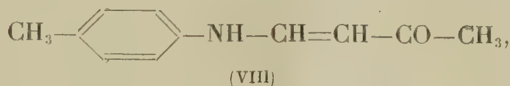
[2] *Gaz. Chim. It.*, 77, 1947, p. 549; *Chem. Abst.*, 42, 1948, p. 5877.

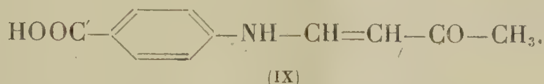
[3] *J. Gen. Chem.*, 16, 1946, p. 55; *Chem. Abst.*, 41, 1947, p. 91.

[4] *J. Chem. Soc.*, 1946, p. 45.

De même avec l'acide paraminobenzoïque, la méthyl-chlorovinyl-cétone donna un composé (IX) $C_{11}H_{11}O_3N$, F 216°. Maximum d'absorption à $345^{m\mu}$, $\varepsilon = 35\,000$.

Les formules ci-dessous semblent acceptables pour les composés (VIII) et (IX) :





Le corps —NH—CH=CH—CO—CH_3 de Bowden, Braude et Jones, F 103-104°,5 a un maximum d'absorption à $338^{m\mu}$, $\varepsilon = 27\,500$.

Les formules des composés (IV), (VI) et (VII) seront discutées dans un mémoire plus détaillé.

Lorsqu'on dissout l'un de ces composés (IV), (VI) ou (VII) dans l'acide sulfurique concentré, il se produit un abondant dégagement de gaz chlorhydrique. Si l'on chauffe alors la solution à 150° pendant deux heures, jette sur la glace, alcalinifie et extrait à l'éther, on peut isoler par distillation du produit obtenu des proportions sensiblement équivalentes de l'amine de départ et d'une base quinoléique. Par exemple (IV) donna de l'aniline et de la quinaldine (méthyl-2 quinoléine) (picrate, F 190-191°). (VI) et (VII) donnèrent respectivement la diméthyl-2.4 quinoléine (picrate, F 189-190°) et la triméthyl-2.4.6 quinoléine (F 63°; picrate, F 200-201°). Il est intéressant de remarquer que dans le cas de la méthyl-chlorovinylcétone (I, R = CH_3), on obtint la méthyl-2 quinoléine alors que la méthyl-vinyl-cétone donne la méthyl-4 quinoléine [5].

CHIMIE ORGANIQUE. — *Mesodiméthylanthracènes substitués.*

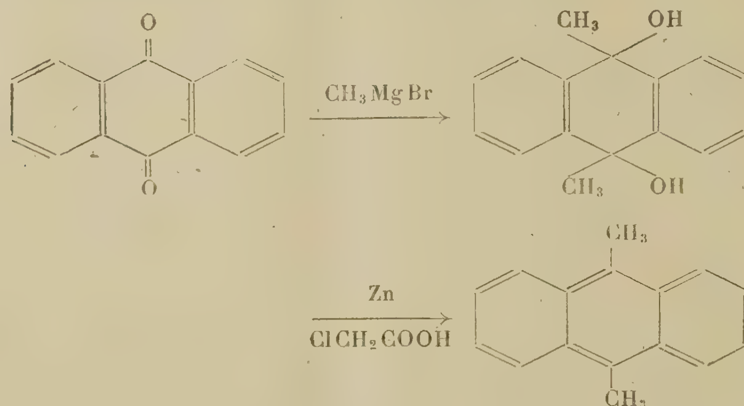
Note de M. **Paulus de Bruyn**, présentée par M. Marcel Delépine.

J'ai trouvé qu'on peut obtenir des diméthylanthracènes substitués par réduction directe des diols qui se préparent par l'action du bromure de méthylmagnésium sur les anthraquinones correspondants. La méthode de réduction employée est intermédiaire entre la méthode de réduction par le zinc et le chlorure d'ammonium d'une part et la méthode de réduction par le zinc et l'acide chlorhydrique concentré (méthode de Clemmensen), d'autre part.

---

(5) Campbell, Brevet amér. n° 2451610, *Chem. Abst.*, 43, 1949, p. 1443.

Dans cette méthode j'emploie en principe un mélange de chlorure d'ammonium et d'acide acétique, et mieux d'acide monochloracétique.



En pratique on opère ainsi : on met le diol brut (20^g) en suspension dans le toluène (70^{cm^3}) en contact avec l'acide acétique à 50 % (50^{cm^3}) et du chlorure d'amonium (8^g), en présence de beaucoup d'acétate de zinc comme tampon (30^g), On agite pendant une demi-heure à 45° et l'on introduit un très large excès de zinc en poudre avec de très faibles quantités de soufre (1^g) et de chlorure cuivrique (1^g). On chauffe à ébullition et l'on ajoute goutte à goutte une solution concentrée d'acide monochloroacétique (100^g) dans l'eau (70 — 80 %). Après l'addition on chauffe encore pendant 2 à 3 heures à reflux tout en continuant à agiter. On purifie les produits par leurs picrates.

J'ai obtenu ainsi à partir des anthraquinones correspondantes : le diméthyl-9.10-anthracène, le diméthyl-9.10 benz-1,2-anthracène, le triméthyl-2.9.10-anthracène, *le diméthyl*-9.10 *chloro*-1 *anthracène* ($C_{16}H_{13}Cl$) : F 83° [1] (alcool) *diméthyl*-9.10 *chloro*-2 *anthracène* ($C_{16}H_{13}Cl$) : F 103° (alcool-benzène) *diméthyl*-9.10 *méthoxy*-2 *anthracène* $C_{17}H_{16}O$: F 138° (alcool). Rendements en picrate, 40 % de la théorie. Notons que dans le cas du diméthyl-9.10 benz-1.2 anthracène Bachmann et Chemerda [2] ont reconnu ne pas avoir réussi la réduction directe du diol correspondant.

J'ai purifié quelques intermédiaires dans le cas de la méthoxy-2 anthraquinone ; la *diméthyl*-9.10 *dihydroxy*-9.10 *dihydro*-9.10 *méthoxy*-2 *anthracène* $C_{17}H_{18}O_3$: F vers 135° (déc.) (benzène) caractérisé par son *éther diméthylique* $C_{19}H_{22}O_3$: F 198° (benzène) et le *picrate* du diméthyl-9.10 méthoxy-2 anthracène $C_{17}H_{16}O.C_6H_3O_7N_3$: F 139° (benzène).

J'essaie d'étendre cette méthode à la réduction d'autres groupes de corps, entre autres à la réduction de pinacones. Des essais d'application à la prépa-

---

(1) Tous les points de fusion ont été pris au bloc Maquenne (fusion instantanée).
(2) *J. Am. Chem. Soc.*, 60, 1938, p. 1023.

ration du diéthylstilbestrol quoique très probablement réussis, n'ont pas encore donné de résultats tout à fait certains.

L'acétylation du diméthylanthracène par la réaction de Friedel et Crafts s'effectue le mieux à l'aide du chlorure stannique comme catalyseur dans le benzène avec l'anhydride acétique à température ordinaire. Le chlorure stannique n'a été employé jusqu'ici que pour l'acétylation de corps hétérocycliques et d'éthers phénoliques. C'est à ma connaissance le premier cas où il est employé pour l'acétylation d'un hydrocarbure aromatique proprement dit. J'ai obtenu ainsi *le diméthyl*-9.10 *acétyl*-2 *anthracène* $C_{18}H_{16}O$: F 165° (benzène) *oxime* $C_{18}H_{17}ON$: F 237° (toluène).

La condensation avec l'anhydride succinique ne s'effectue que par un mélange de chlorure stannique et de chlorure d'aluminium chauffé au préalable à l'ébullition : *acide* (*diméthyl*-9.10 *anthroyl*-2) *β-propionique* $C_{20}H_{18}O_3$: F 213° (acide acétique), *ester méthylique* $C_{21}H_{20}O_3$: F 170° (acide acétique). La benzoylation par la méthode de Perrier fournit le *diméthyl*-9.10 *benzoyl*-2 *anthracène* $C_{23}H_{18}O$: F 145° (acide acétique); *oxime* $C_{23}H_{19}ON$: F 204° (toluène). Le seul cas où la position de l'acidyle ait été assurée est celui du diméthyl-9.10 acétyl-2 anthracène dont l'oxydation par l'acide acétique à 10 % à reflux fournit l'acide anthraquinone carboxylique-2 identifié par son ester méthylique.

Parmi les autres substitutions, j'ai repris l'étude de la bromuration du diméthyl-9.10 anthracène. Il est connu qu'en solution, même en présence d'excès de brome on obtient le dibromométhyl-9.10 anthracène. J'ai trouvé que si, au contraire, on opère avec des vapeurs de brome, on obtient le *tétrabromure du dibromométhyl*-9.10 *anthracène* $C_{16}H_{12}Br_6$ avec *addition* de quatre atomes de brome en plus. Le corps se décompose à environ 200° en moussant, donnant un produit rouge qui cristallise spontanément et qui consiste pour plus de 80 % en un produit qui ne contient plus que deux atomes de brome. L'action de KOH dans l'alcool méthylique donne également un corps dibromé $C_{18}H_{16}O_2Br_2$: F 190° (alcool) probablement le *diméthoxyméthyl*-9.10 *dibromo*-2.3 *anthracène*. Rappelons que le tétrabromure du dibromo-9.10 anthracène ([3]), corps un peu oublié aujourd'hui, donne par la chaleur un mélange de tribromo-2.9.10 anthracène, et de tétrabromo-2.6.9.10 anthracène, et par l'action de l'alcali le tétrabromo-2.3.9.10 anthracène.

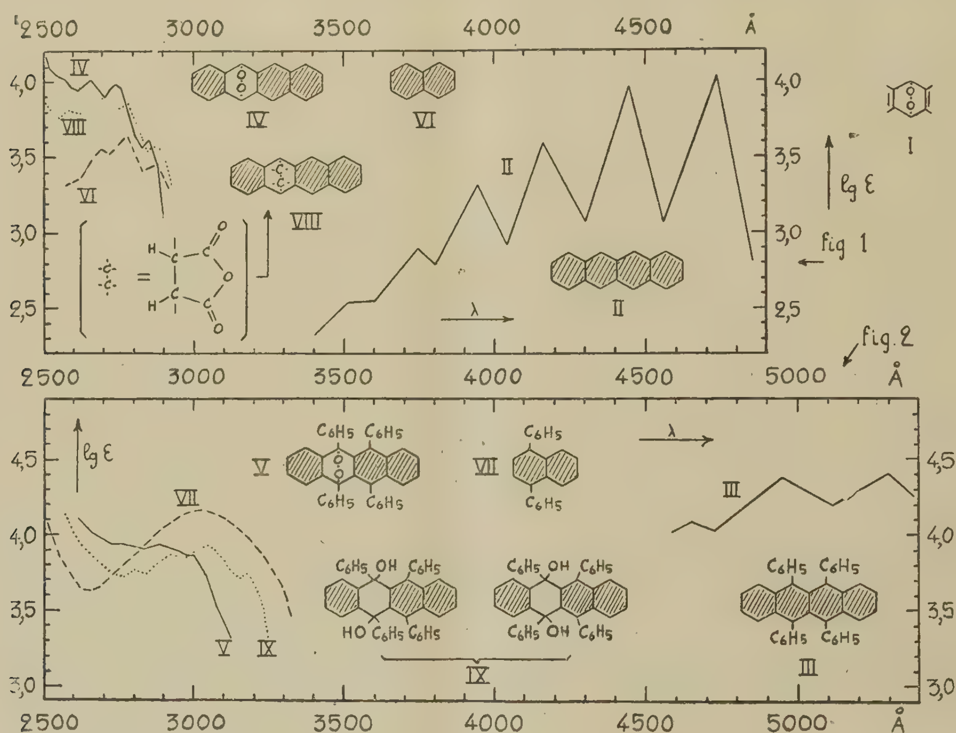
Ce travail dont les détails seront publiés ultérieurement est poursuivi.

([3]) Anderson, *Ann.*, 122, 1862, p. 303; Græbe, *Ann. Supp.*, 7, 1870, p. 274.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Étude spectrographique des photooxynaphtacènes.* Note (*) de M. **Ivan Gillet**, présentée par M. Charles Dufraisse.

Deux Notes précédentes [1] [2] ont relaté nos premières mesures spectrographiques confirmant la struture proposée par Ch. Dufraisse pour les photóoxydes I. Nous avions alors travaillé sur des substances anthracéniques.

La poursuite de cette étude nous a permis ensuite d'étendre nos conclusions aux corps naphtacéniques. Nous avons choisi deux hydrocarbures types dans cette série, le naphtacène II [3] et le tétraphénylnaphtacène ou rubrène III; le



premier est orange, le second est rouge; leurs courbes d'absorption sont aux confins du visible et de l'ultraviolet (*fig.* 1 et 2). Leurs photooxydes IV et V, complètement incolores, ont des absorptions très voisines de celle du naphtalène VI, pour le premier, et de celle du diphénylnaphtalène VII, pour le second (*fig.* 1 et 2). Plus proche encore des courbes d'absorption de ces photooxydes, se trouvent celles de certains dérivés connus des hydrocarbures

(*) Séance du 9 mai 1949.

(1) Ch. Dufraisse et I. Gillet, *Comptes rendus*, 225, 1947, p. 191.

(2) I. Gillet, *Comptes rendus*, 227, 1948. p. 853.

(3) Dans ces formules, les systèmes mésomères ont été hachurés.

de base : le maléique VIII du naphtacène (*fig.* 1) et l'un quelconque des deux dihydroxydihydrorubrènes IX (*fig.* 2).

On retrouve donc le même phénomène qu'en série anthracénique : le photooxyde ne présente plus le système résonnant unique de l'hydrocarbure naphtacénique, mais deux systèmes dont les mésoméries sont indépendantes. Ici, l'un de ces deux systèmes résultants est benzénique, l'autre est naphtalénique, ou diphénylnaphtalénique, et cache plus ou moins le système benzénique par son absorption beaucoup plus forte.

Cette transformation profonde de la molécule d'acène par l'oxygène, telle que nous la montrent les spectres, permet de donner une réponse nette aux trois questions suivantes :

1° Y a-t-il réellement liaison chimique entre le carbone et l'oxygène dans la molécule de photooxyde ?

2° Quels noyaux sont intéressés par l'addition d'oxygéne ?

3° Dans quelle position exacte se fait la fixation ?

En effet :

1° Pour qu'un noyau d'un acène, et un seul, perde son caractère aromatique et absorbant de la lumière visible ou proche ultraviolette, il faut nécessairement que deux électrons de mésomérie, et deux seulement, abandonnent le système résonnant ; dans le cas présent, ils ne le peuvent qu'en devenant électrons d'infrastructure, c'est-à-dire en entrant dans des liaisons chimiques formant la charpente de la molécule résultante. Si un seul électron abandonnait le système résonnant, il resterait un électron célibataire conférant au photooxyde un caractère d'insaturation que l'on ne constate pas plus dans les spectres que dans les propriétés chimiques. Plus de deux électrons ne pourraient pas non plus entrer dans l'infrastructure sans qu'un second noyau au moins de l'acène quitte son état de mésomérie aromatique.

2° La nature des restes aromatiques, indiquée clairement par les spectres des photooxydes, nous montre le noyau qui a subi la transformation et a dû, par conséquent, prendre l'oxygène en charge.

3° Puisque deux électrons seulement de l'acène interviennent dans l'addition de la molécule d'oxygène, les deux atomes de cette dernière doivent rester liés entre eux, car pour se fixer individuellement, ils devraient emprunter quatre électrons au substrat carboné. Puisque, d'autre part, ces deux électrons sont empruntés à des atomes de carbone, l'oxygène ne peut être fixé qu'à ceux-ci. L'addition doit donc se faire en pont peroxydique entre deux carbones. Ce pont, suivant la règle des tensions, doit se poser de la façon la plus probable, c'est-à-dire sur deux sommets opposés de l'hexagone. L'étude spectrographique transforme cette probabilité en certitude et permet de préciser que les sommets atteints sont les carbones mésos. En effet, toute autre position du pont donnerait à la molécule du photooxyde une structure en désaccord avec les spectres obtenus.

L'étude critique de nos mesures démontre donc ce qui suit : Dans les naphtacènes, ou benzanthracènes-2.3, comme dans les anthracènes, la molécule d'oxygène, en se fixant photochimiquement, forme un pont peroxydique qui relie par des liaisons chimiques normales les deux méso-carbones du système anthracénique primitif. Cette jonction nouvelle des carbones mésos détruit, par le fait même et dans tous les cas, la mésomérie anthracénique.

MINÉRALOGIE. — *Synthèse de la tourmaline et de la jérémé̈iévite.* Note de M[lle] **Mireille Michel-Lévy**, présentée par M. Charles Mauguin.

Dans de premiers essais où je cherchais à réaliser un métamorphisme artificiel de schiste, j'ai noté l'apparition de quelques rares cristaux de tourmaline à la surface de l'échantillon soumis à 400° à l'action d'une solution de borate de potassium, sous une pression de 450 kg/cm². Le schiste lui-même s'était surtout séricitisé.

Il y a lieu de signaler que la recristallisation d'un verre de tourmaline résultant de la fusion de ce minéral, a été obtenu en 1947 par Frondel, Hurlbut et Collette (1), par recuit en présence d'eau.

Après une douzaine d'essais, je peux donner de premiers résultats concernant la synthèse de la tourmaline, partant non plus de roches ni de minéraux, mais de mélanges chimiques bien déterminés. La plupart ont été faits à 500° sous une pression de vapeur d'eau d'environ 500 kg/cm², les expériences durant de 2 à 7 jours.

Trois essais ont été faits avec la composition suivante : SiO_2 : 0g,40 ; Al_2O_3 : 0g,50 à 0g,34 ; $B_4O_7Na_2$: 0g,20 ; K_2SiF_6 : 0g,20 ; Fe : 0g,30.

Le fer a été introduit sous les formes Fe_2O_3, CO_3Fe ou Fe pur. Dans les deux premiers cas (Fe_2O_3 et CO^3Fe), dans lesquels la teneur en alumine est aussi la plus élevée (0,50 et 0,43 respectivement), la tourmaline est bleue suivant n_g, incolore suivant n_p, d'indices $n_g = 1,660$, $n_p = 1,647$; dans le troisième elle est vert foncé et vert pâle ; ces teintes résultent probablement d'une plus grande richesse en fer. Ses indices sont $n_g = 1,660$, $n_p = 1,644$. Etant donné la très petite taille des cristaux, l'erreur possible sur ces mesures est de $\pm$ 0,002. Le polychroïsme n'est visible que sur de très rares cristaux de taille suffisante. La plupart sont aciculaires, groupés en gerbes ou en rosettes. Ils atteignent une trentaine de microns de longueur mais n'ont que 2 à 3μ de largeur. Malgré leur finesse, leur biréfringence est visible. On voit quelques cristaux plus développés : ce sont, dans la variété verte, des prismes trapus à section triangulaire, prenant racine au cœur d'une gerbe, et dont l'extrémité libre n'est pas toujours terminée. Parfois, ils semblent formés par l'association de fibres

(1) *Amer. Min.*, 32, 1947, p. 680.

parallèles. La tourmaline bleue a été identifiée par un diagramme de rayons X.

Dans une quatrième expérience, sans fluosilicate de potassium, on a obtenu de la tourmaline très fine; le fluor ne semble donc pas indispensable, quoique favorisant la cristallisation.

Trois autres expériences ont été faites en remplaçant totalement ou partiellement le fer par de la magnésie ; cependant, la magnésie utilisée contenait des traces de fer, décelé par le ferrocyanure de potassium.

Avec cette magnésie seule, on a obtenu quelques cristaux très rares mais bien développés d'une tourmaline très polychroïque, jaune verdâtre suivant n_p; vert bleu suivant n_g, atteignant 30$^{\mu}$ de large. Il est apparu en outre un grand nombre de lamelles d'albite (identifiée aux rayons X), et il est resté un abondant résidu non cristallisé. Il est vraisemblable que la naissance de la tourmaline est due aux traces de fer présentes dans la magnésie.

Avec 0^g,05 de Fe ajoutés à 0^g,20 de MgO, la tourmaline naît en tous points, en très fines aiguilles. Enfin, avec 0,23 de Fe pour 0,13 de MgO (proportions équimoléculaires), le nombre de germes cristallins est très grand, la tourmaline formant une infinité de véritables sphérolites, à croix noire bien marquée entre nicols croisés, gênant leur croissance mutuelle, de sorte que, en dehors de ces fibres, il n'y a pas de cristaux développés; le polychroïsme ne peut s'observer que sur les sphérolites, en immergeant ceux-ci dans un milieu d'indice élevé, supprimant le trop fort relief des fibres. Ceux-ci sont alors gris verdâtre suivant n_g, incolores suivant n_p.

Cette dernière composition chimique semble correspondre d'ailleurs au cas le plus fréquemment rencontré dans les gisements naturels.

En l'absence de fer, trois essais ont été faits, tous trois négatifs, avec les mêmes proportions de silice, d'alumine et de bore. Deux essais à 500° sous 500 kg/cm², dont l'un en ajoutant 0,05 de LiOH. Tous deux ont donné un mica blanc (identifié aux rayons X). L'eau-mère, retrouvée après l'expérience, laissait cristalliser par évaporation les borates non utilisés. Il y avait en outre un peu de cryolite. Un essai a été fait sous haute pression (4000 kg/cm²) en mélangeant les produits chimiques à l'explosif (hexogène) suivant la méthode antérieurement décrite (²), avec un recuit de dix jours à 550°. Les parois de la chambre d'expérience sont garnies de croûtes formées de feldspath et de mica blanc et hérissées de jolis prismes incolores atteignant 80$^{\mu}$ de longueur, et dont les propriétés optiques sont voisines de celles de la tourmaline : en effet, les indices sont $n_g = 1,643$, $n_p = 1,629$, l'extinction est droite et l'allongement négatif.

Mais le diagramme de rayons X indique qu'il s'agit de la jéréméiéwite, borate d'aluminium très rare dans la nature, n'ayant été signalé que dans l'arène de pegmatite de Soktuj en Sibérie orientale (³). On a pu faire un dia-

---

(²) A. Michel-Lévy et J. Wyart, *Mém. Soc. Géol.*, 26, 1947, Mém. 55.

(³) Damour, *Comptes rendus*, 96, 1883, p. 675; Websky. *N. Jahrb.*, 1884, p. 1.

gramme de rayons X de comparaison avec un cristal de la collection du Muséum d'Histoire Naturelle. L'identité des deux clichés est complète.

Ces premiers essais confirment la conception déjà ancienne que l'observation des gisements a fait naître, de la genèse de la tourmaline par voie pneumatolytique à température relativement basse. Ils montrent aussi qu'elle peut se former dans des conditions chimiques assez simples, et que la présence du fer en facilite grandement la cristallisation.

MINÉRALOGIE. — *Sur la constitution de la météorite de Mezel* (25 *janvier* 1949) *dans le Puy-de-Dôme*. Note de MM. **Denis Collier**, **Alexandre Roche** et **Maurice Roques**, présentée par M. Charles Mauguin.

La météorite tombée sur le territoire de la Commune de Mezel le 25 janvier 1949 et retrouvée par H. Dessens ([1]) appartient au groupe des chondrites miosidérifères de A. Lacroix ([2]).

Il s'agit d'un bloc pesant environ $1^{kg},300$ dont quelques petits fragments s'étaient détachés au moment de l'arrivée au sol. Sa partie interne est friable, de couleur blanc grisâtre avec une densité de 3,503. Elle est recouverte uniformément d'une croûte noire mate de $0^{mm},5$ d'épaisseur environ. Des veinules d'une matière analogue à celle de la croûte traversent la masse de la météorite.

Les constituants minéralogiques sont les suivants : olivine ($2V = -86°$), pyrrhotine, hypersthène, fer nickelé, chromite.

Il existe en outre un minéral peu abondant que l'on peut attribuer au feldspath sans qu'il soit possible de préciser sa détermination.

La structure montre un fond grenu à grain variable (de 0,02 à $0^{mm},6$) dans lequel se détachent des chondres relativement rares. Ces chondres, holocristallins, sont constitués soit par de l'olivine, soit par de l'hypersthène (dimension moyenne 1 à 2^{mm}). Les minerais sont assez régulièrement répartis dans la roche, les plages de fer étant plus massives que celles de pyrrhotine qui ont tendance à mouler les silicates.

L'analyse chimique a été effectuée séparément sur la partie silicatée, et sur la partie attirable à l'aimant, cette dernière étant constituée essentiellement par du fer nickelé. Il faut noter que la pyrrhotine est très peu magnétique, et passe avec le lot silicaté.

Fraction silicatée 93,7 %.

SiO_2	42,1	Na_2O	0,9	MnO	0,4
Al_2O_3	2,2	K_2O	tr	P_2O_5	0,3
Fe total en FeO	21,6	Cr_2O_3	0,7	S	2,5
MgO	26,2	TiO_2	0,4	Perte au rouge	1,1
CaO	1,6				

([1]) *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 813.

([2]) *Bull. Mus. Hist. Nat.*, 33, 1927, p. 420.

Fraction métallique 6,3 %.

Fe	84,4	Ti	tr	P	0,0
Ni	9,8	Cr	0,0	Insoluble	3,0
Co	0,3	Mn	0,0	Total	97,5

La différence à 100 pour la fraction métallique provient vraisemblablement de la solubilisation partielle des impuretés silicatées, et des indosés. Cette analyse permet de calculer la constitution minéralogique quantitative suivante :

Olivine	41,1 (Fay. = 26 %)	Pyrrhotine	6,9
Hypersthène	32,5	Fer nickelé	5,9
Plagioclase	8,8 (An = 43, %)	Chromite	1,1
Merrillite	0,7		
	85,5		13,9

qui est en accord avec les déterminations optiques, et les mesures à la platine intégratrice (silicates : 87,6, pyrrotine : 5,0, fer nickelé : 6,0, chromite : 1,4).

La croûte examinée en lames minces est constituée par un verre opaque dans lequel demeurent des cristaux résiduels d'olivine et d'hypersthène. L'examen de surfaces polies au microscope métallographique montre que les cristaux de pyrrhotine subissent une altération progressive de l'intérieur à l'extérieur. Ils se désagrègent, puis se dissolvent complètement dans le verre. Les cristaux de fer au contraire ne subissent aucune altération visible. On peut en déduire qu'au cours du passage dans l'atmosphère, l'élévation de température de la partie superficielle provoque la fusion de la pyrrhotine (1170°), puis son mélange dans la masse pâteuse des silicates. Ceux-ci sont éliminés dans l'atmosphère au fur et à mesure qu'ils atteignent l'état liquide (1400°) entraînant les cristaux de fer, qui jusqu'à ce stade de la fusion des silicates n'ont subi aucune altération de la part du milieu extérieur.

GÉOPHYSIQUE. — *Hypothèse sur la formation des Océans et des Continents.* Note (*) de M. **Jean Lagrula**, transmise par M. Pierre Lejay.

Le schéma d'Airy représente la Terre actuelle de la façon suivante : des masses océaniques, de densité $1+\varepsilon$, et des masses de *sial*, de densité d, sont supportées, conformément à l'équilibre isostatique, par un substratum de densité δ; la surface S du géoïde est divisée en deux régions, l'une, océanique, caractérisée par sa surface aS, sa profondeur moyenne y_m et par l'épaisseur moyenne T_A du *sial* sub-océanique, l'autre, continentale, de surface bS, d'altitude moyenne x_m, d'épaisseur moyenne T_B, constituée par du *sial*.

(*) Séance du 30 mai 1949.

L'équilibre implique la relation

$$(T_B - T_A)(\delta - d) = (x_m + y_m)\delta - y_m(1 + \varepsilon).$$

Les océans semblent reposer, au moins en grande partie (interprétation de la propagation des ondes séismiques), directement sur le substratum, de sorte que T_A soit faible. Si l'on suppose $T_A = 0$, et qu'on adopte les valeurs usuelles :

$$a = 0,7, \quad b = 0,3, \quad d = 2,67, \quad \delta = 3,27, \quad \varepsilon = 0,03, \quad x_m = 1, \quad y_m = 4,$$

le kilomètre étant l'unité de longueur, on obtient pour T_B sensiblement 20.

Quoi qu'il en soit de la validité de ces valeurs numériques, la courbe hypsométrique de la surface du globe, représentant les pourcentages de surface en fonction de l'altitude (positive ou négative) des aires continentales et des fonds océaniques, n'est pas une courbe de Gauss : elle met en évidence deux niveaux privilégiés. La formation de deux domaines foncièrement différents a donné lieu à diverses hypothèses (par exemple : action du *détachement* de la Lune). La présente tentative d'explication est fondée sur l'équilibre isostatique et sur les importantes variations du climat de notre planète mises en évidence par la géologie.

Au cours d'une période de refroidissement de la surface du globe, une partie de l'eau des Océans se concentre, par l'intermédiaire de l'atmosphère, dans les régions les plus froides, sous forme de glace : le volume glaciaire augmente au détriment du volume d'eau (exemple : les glaciations du quaternaire).

Considérons des conditions initiales (époque T_0) correspondant à un océan mondial (panthalassa), de profondeur uniforme y_0, recouvrant des couches également uniformes, de densité croissant avec la profondeur à partir d'une densité d_0. Si nous admettons que la masse de H_2O n'a pas varié de T_0 à nos jours, on a $y_0 = 4 \times 0,7 = 2^{km},8$. Notre raisonnement, d'ailleurs, est indépendant de la valeur numérique de y_0.

L'existence de glaces flottantes ne modifie pas l'équilibre isostatique et n'affecte pas l'uniformité de y_0. Mais supposons que, par suite d'un refroidissement important, la glace des régions polaires vienne en contact avec les couches sub-océaniques, puis s'enfonce dans ces couches, qui étaient limitées par la surface supérieure S_0. Cette surface subit alors des déformations régies par l'équilibre isostatique : il se forme deux cuvettes polaires et un bourrelet équatorial. Le bloc glaciaire plongé dans chaque cuvette se prolonge par de la glace flottante dont l'épaisseur décroît avec la latitude λ suivant une loi qui dépend de la distribution des isothermes et de la circulation générale de l'atmosphère (vents), de l'Océan (courants) et des transports de matériaux affectant les couches sub-océaniques.

Lorsque le réchauffement succède au refroidissement, la glace commence à fondre, d'abord pour les plus faibles latitudes qu'elle a atteintes, puis pour des

latitudes de plus en plus grandes. L'Océan résiduel ronge les glaces flottantes, puis celles des cuvettes. Mais l'équilibre isostatique n'implique pas un retour à la surface S_0 initiale.

Imaginons en effet une fusion instantanée de la glace; comme les couches les plus légères ont été chassées des cuvettes, leur fond a une densité supérieure à d_0 compatible isostatiquement avec une profondeur y supérieure à y_0. Il est absurde de supposer une fusion instantanée, mais il ne l'est pas de supposer *acquise* une partie des déformations de S_0, car la réaction du substratum est lente, comme le montre le réajustement de la Scandinavie, eu égard à la soudaineté des grandes transgressions eustatiques [1].

Un *cycle* thermique n'aboutit donc pas nécessairement à la surface initiale S_0. La différenciation acquise, accentuée par de nouveaux cycles, peut avoir donné naissance à deux océans polaires et à un continent équatorial. La position actuelle des océans et des continents ne correspond pas à une telle distribution. L'explication envisagée serait uniquement quantitative. Pour la rendre descriptive, il faudrait pouvoir tenir compte de l'érosion, et de la sédimentation ainsi que des translations continentales et migrations polaires conçues par Wegener.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Dérivés de 2.4-dichlorophénoxyacétohydrazides comme régulateurs chimiques de la croissance.* Note de MM. **J. Chao**, **P. P. T. Sah**, **J. Oneto**, **R. Pratt** et **Jean Dufrénoy**, présentée par M. Joseph Magrou.

On connaît depuis plusieurs années la propriété que possèdent divers dérivés phénoxyacétiques de stimuler la croissance et la prolifération cellulaire de certains tissus et notamment des rayons médullaires.

D'autre part, les Services Forestiers en Floride ont récemment montré que des pulvérisations renouvelées deux fois par mois, de solutions à 8 % de 2.4-dichlorophénoxyacétate de morpholine, sont aussi efficaces que le rafraîchissement hebdomadaire de la surface des carrés de gemmage, quant à la production d'oléo-résine de pins [1].

En ce qui concerne les boutures, l'addition aux solutions nutritives de substances réductrices telles que des dérivés de l'hydrazine, peut permettre de prolonger la survie [2].

Les dérivés réunissant les propriétés de l'acide 2.4-phénoxyacétique et de

---

(1) Bourcart, *Bull. Soc. Géol. de France*, 5e série, 8, 1938, p. 416.

(1) J. Chao, P. P. T. Sah et J. Oneto, *Rec. Trav. Chim. Pays-Bas* (sous presse).

(2) J. Dufrenoy et R. Pratt, *Responses of Cuttings Seeds and Flowers to Dithiobiuret*, *Science*, 108, 1948, p. 715-716.

l'hydrazine présentent donc à la fois un intérêt scientifique et un intérêt pratique.

Parmi une vingtaine de ces composés, dont la synthèse à été récemment réalisée au Collège de Pharmacie de l'Université de Californie (¹) et qui furent expérimentés sur des boutures de variétés ou d'hybrides de *Vitis vinifera* du Collège d'Agriculture de l'Université de Californie (Thompson Seedless, Champion, B 41), trois se sont révélés posséder de remarquables propriétés : ce sont les 2.4-dichlorophénoxyhydrazones des 2.4-dichlorobenzaldéhyde, salicylaldéhyde et *p*-diméthylamino benzaldéhyde, respectivement.

La base des boutures ayant été immergée sous environ 5^{cm^3} d'une solution à 60^{mg} par litre de l'un de ces dérivés, la formation du cal se manifeste au bout de quinze jours, alors qu'aucune cicatrisation n'est apparente à la base des boutures immergées dans l'eau distillée ou dans des solutions de divers autres dérivés.

Vers la quatrième semaine, les rayons médullaires des boutures immergées dans les trois composés cités ci-dessus avaient commencé de proliférer suffisamment pour provoquer la rupture de l'écorce.

Les boutures étant alors transférées dans des solutions contenant 1^g de nitrate d'ammonium par litre, les rayons médullaires ont continué de produire des masses de tissu néoplasique, tendant à confluer; tandis que les parties les plus âgées se nécrosent, les bords du néoplasme continuent de proliférer et, sauf pour le *p*-diméthylaminobenzaldéhyde, la nécrose ne compromet pas la survie de la bouture.

En conclusion, les 2.4-dichlorophénoxyhydrazones de 2.4-dichlorobenzaldéhyde, et mieux encore de salicylaldéhyde provoquent dans les boutures de Vigne des réactions hyperplasiques qui peuvent prendre l'allure de véritables tumeurs d'origine chimique. Nous avions précédemment indiqué de semblables propriétés de régulateurs de croissance chez la salicylacétone (³).

BIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Croissance comparée de deux parcelles en culture; application à l'étude des engrais.* Note (*) de MM. **Daniel Schwartz** et **Jean Cuzin**, présentée par M. Albert Demolon.

Le sujet étudié est, non l'individu isolé, mais une population d'individus : ensemble des plantes d'un champ, catégorie de plantes liées par un caractère commun (traitement de parcelle, maladie, etc.).

Le but de cette étude est de connaître, non pas seulement l'état final indiqué

(³) J. Dufrénoy, P. Carlo, R. Pratt, V. L. Pickering et P. P. T. Sah, *Growth-regulating action of salicylacetone* (*Growth*, 12, 1948, p. 157-163).

(*) Séance du 30 mai 1949.

par la donnée usuelle du rendement, mais la croissance de la population. Précisons qu'il ne s'agit pas de la croissance en nombre de cette population, mais de la croissance d'un individu moyen représentatif. La méthode repose, d'une part sur le choix du paramètre de croissance, d'autre part sur son mode d'emploi.

1° Le paramètre choisi pour notre étude, qui était relative au Tabac, a été le nombre de feuilles moyen des pieds dans la population. Pour chaque pied, le nombre de feuilles a été compté à partir des cotylédons (grâce à une succession de marquages sur des feuilles d'ordre donné), et limité à une feuille de taille donnée du bourgeon terminal (5^{cm} par exemple). Le nombre de feuilles moyen d'une population a été évalué sur un échantillonnage représentatif, et suivi au cours de la croissance (avec une cinquantaine de pieds, nous avons vérifié que la précision des résultats est satisfaisante).

2° Ce paramètre a donné lieu à une étude de croissance comparée de deux populations (plutôt qu'à une étude de croissance de population en fonction du temps), de façon à *court-circuiter* le temps, selon la méthode préconisée par Teissier et Huxley pour la croissance d'un individu isolé. D'après cette même méthode, les nombres de feuilles moyens sont portés en échelle logarithmique, l'élément intéressant à considérer pour de tels paramètres étant leur vitesse relative de croissance beaucoup plus que leur vitesse absolue.

Le graphique I représente la croissance comparée de deux populations de pieds de Tabac, provenant d'un même semis, et repiqués le même jour dans un même champ, les uns sur des parcelles témoins, les autres sur des parcelles traitées par épandage hivernal de sulfate d'ammonium.

On constate trois étapes de croissance, bien représentées par des segments de droite :

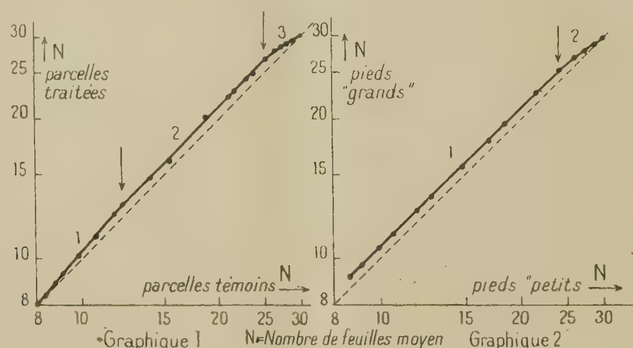
a. Le premier segment correspond à une période où la vitesse relative de croissance est une à deux fois plus grande dans la parcelle traitée.

b. Le deuxième segment traduit des vitesses relatives de croissances égales dans les deux parcelles (la vitesse *absolue* étant toutefois plus grande dans la parcelle traitée, du fait de son nombre de feuilles plus grand au début de la période).

c. Le troisième segment correspond à une période où la croissance n'est plus correctement représentée par le nombre de feuilles, celui-ci demeurant constant alors que la croissance continue. La pente, inférieure à 1, de ce segment, indique que ce nombre final de feuilles est atteint plus tôt dans la parcelle traitée, et le fait que le point terminal de ce segment est pratiquement situé sur la bissectrice des axes de coordonnées, indique que ce nombre total de feuilles formé par le génotype étudié n'est pas modifié par l'épandage de sulfate d'ammonium.

Le graphique permet ainsi de suivre l'effet de l'engrais pendant la durée de

la culture. Cet effet est ici très rapide (il est déjà significatif à la reprise des plants, 11 jours après le repiquage), Le point critique séparant les deux premiers segments suggère un changement important dans le mode d'utilisation de l'engrais (sa date coïncide d'ailleurs, dans le cas présent, avec celle du premier sarclage effectué sur la plantation).



Graphique 1 — Graphique 2

Le graphique n° 2 indique la croissance comparée des pieds *petits* et *grands* d'un même champ. (La séparation en deux catégories étant basée sur le nombre de feuilles à un des premiers relevés, le pied étant classé *petit* quand ce nombre était $\leqq 8$, et *grand* lorsqu'il était $\geqq 9$.)

La croissance comparée est bien représentée par deux segments de droite : le deuxième indique, comme dans le cas précédent, que les pieds petits et grands finissent par former le même nombre de feuilles, les grands atteignant les premiers ce nombre final.

Le premier segment, parallèle à la bissectrice, montre que la vitesse relative de croissance ne dépend pas de la taille initiale des plants : on peut en conclure que, dans la méthode de croissance comparée, lorsqu'on évalue le nombre de feuilles moyen d'une population sur un échantillonnage de celle-ci, on n'introduit aucune erreur systématique du fait de la taille initiale plus ou moins grande des pieds.

La méthode présentée ci-dessus, qui est une généralisation des techniques allométriques à la croissance de populations, permet dans le cas du Tabac et pour d'autres végétaux, de noter avec une grande sensibilité l'influence sur la croissance de facteurs divers, tels que : épandages d'engrais à diverses dates, ou de substances de croissance, qualité du plant repiqué, maladies, etc.

En substituant au nombre de feuilles un paramètre approprié, la méthode peut s'étendre à d'autres types de populations.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Inhibition des oxydases de l'*Agaricus campestris *par l'association de substances vitaminiques à l'anhydride sulfureux.* Note de MM. **Igor Voinovitch, Henri Cheftel, Jacques Durocher** et **Ernest Kahane**, présentée par M. Maurice Javillier.

Au cours de l'étude du système enzymatique responsable du noircissement de certains champignons, nous avons été amenés à examiner l'action inhibitrice qu'exercent différentes substances sur ce phénomène. Il est classique d'utiliser l'anhydride sulfureux et les sulfites pour cette inhibition, mais on connaît les inconvénients d'ordre pratique de ces réactifs. Nous avons étudié l'action de faibles doses de trois substances à activité vitaminique.

Ces recherches étaient entreprises lorsque nous avons eu connaissance du travail de Titaiev (1) sur l'action antioxydante, équivalente à celle de l'acide ascorbique, exercée par la thiamine dans les réactions d'oxydo-réduction. De notre côté, nous avions non seulement observé cette action, mais encore déterminé qu'elle est plus intense que celle de l'acide ascorbique sur l'oxydation enzymatique de la tyrosine, du pyrogallol et du substrat naturel préparé à partir de l'*Agaricus campestris*.

L'adjonction à la thiamine de faibles quantités de métabisulfite de potassium entrave la formation de thiochrome. En outre, diverses substances vitaminiques associées à l'anhydride sulfureux, soit libre, soit sous forme de métabisulfite, présentent une action synergique remarquable. On obtient une véritable exaltation de l'activité propre de chacun des composés utilisés, dont les doses nécessaires sont réduites très considérablement, et qui assurent une protection bien plus durable que chacun des constituants pris séparément.

Diverses associations dont l'acide ascorbique + SO_2, la thiamine + SO_2 et l'acide nicotinique + SO_2 ont été essayées. L'action antioxydante de la thiamine + SO_2 et de l'acide nicotinique + SO_2 paraît très supérieure à celle de tous les systèmes actuellement connus.

Les seuils d'activité dans les conditions choisies (20^{mg} de *tyrosine* et 1^{cm^3} d'un certain extrait oxydasique d'agaric pour 200^{cm^3} d'eau) sont les suivants :

SO_2	3^{mg}
Acide ascorbique	2^{mg}
Acide ascorbique + SO_2	$1^{mg} + 0^{mg},5$
Thiamine	$0^{mg},02$
Thiamine + SO_2	$0^{mg},01 + 0^{mg},005$

Sur 100^{mg} de *pyrogallol* et 1^{cm^3} d'extrait oxydasique d'agaric pour 200^{cm^3} d'eau, on obtient :

(1) *Biochimia U. R. S. S.*, 13, 1948, p. 177 à 206.

SO_2	20^{mg} : arrêt total pendant 48 heures
Acide nicotinique	40–50^{mg} : arrêt partiel pendant 4 à 5 heures
Acide nicotinique + SO_2	4^{mg} + 2^{mg} : arrêt total pendant 15 jours
Thiamine	30 à 50^{mg} : arrêt partiel pendant 5 à 6 heures
Thiamine + SO_2	12^{mg} + 5^{mg} : arrêt total pendant 15 jours

Seule l'association de la thiamine ou de l'acide nicotinique avec l'anhydride sulfureux permet l'arrêt total de l'oxydation du pyrogallol et ceci pendant un laps de temps prolongé.

L'amide nicotinique ne présente aucune activité à cet égard.

Nous avons examiné l'action de quelques produits d'origine biologique riches en vitamines : macérés de levure de boulangerie et de brasserie, jus de citron et d'orange. La levure de boulangerie s'avère de loin la plus intéressante des quatre substances naturelles étudiées.

Nous n'avons observé dans aucun de nos essais avec la thiamine synthétique ou naturelle, et quel que fût le substrat, de développement de moisissures, contrairement à ce qui a été constaté avec l'acide ascorbique naturel ou non. Il semble donc que la thiamine soit douée de propriétés antiseptiques.

Nous avons étudié, à côté de l'action de la thiamine, celle des deux fractions de cette molécule. La thiamine agit par l'un ou l'autre de ses constituants suivant le substrat. Ainsi, le méthyl-4 hydroxyéthyl-5 thiazol protège la tyrosine, tandis que la méthyl-2 amino-4 pyrimidine protège le pyrogallol. Leur action est exaltée par l'anhydride sulfureux.

BIOLOGIE. — *Application de la méthode des dilutions isotopiques à l'étude de la spécificité des protéines.* Note (*) de MM. **Georges Schapira**, **Jean-Claude Dreyfus** et **Jacques Kruh**, transmise par M. Léon Binet.

L'emploi en Biologie des isotopes lourds et radioactifs permet de suivre le métabolisme d'une substance donnée. Il permet également, grâce à la méthode de dilution isotopique inaugurée par Rittenberg et Foster ([1]), de doser dans un mélange un composé défini dont la séparation quantitative serait difficile. Cette dernière technique postule la connaissance préalable exacte de la nature chimique de la substance étudiée.

Nous avons tenté de l'appliquer à un problème voisin : étant donné un composé, isolé d'un milieu biologique, et présentant des caractères analogues à ceux d'une substance déjà connue, vérifier l'identité de ces deux composés. Il s'agit donc d'une étude qualitative de la spécificité d'un composé par rapport à une substance de référence identique ou voisine.

Le principe de la méthode que nous proposons est le suivant : on met en présence les deux substances étudiées. On soumet ensuite le mélange à un fractionnement par une méthode chimique ou physique et l'on compare

(*) Séance du 30 mai 1949.

([1]) *J. Biol. Chem.*, 133, 1940, p. 737.

l'activité spécifique des deux fractions : celle-ci doit être constante pour que l'identité des deux composés puisse être envisagée.

Dans ce travail préliminaire, nous étudions la spécificité de deux protéines, deux hémoglobines. Après avoir vérifié, à la suite de Hahn et coll. (2), le caractère non échangeable du fer de l'hémoglobine, nous avons mis en présence de l'hémoglobine radioactive de lapin, de la sérum-albumine cristallisée et une solution de chlorure ferrique. Nous avons vérifié que leur séparation par précipitation saline fractionnée est quantitative : la fraction la moins soluble, représentée par la sérum-albumine est dépourvue de radioactivité.

Nous nous sommes adressés alors à un mélange de deux hémoglobines d'espèce différente et dont les caractères de solubilité dans les solutions salines sont nettement distinctes : hémoglobine de cheval, peu soluble, hémoglobine de lapin, beaucoup plus soluble.

TECHNIQUE. — 1° *Préparation des hémoglobines*. — *a*. L'hémoglobine de lapin est rendue radioactive par trois injections intrapéritonéales de 4^{mg} de fer, représentant en tout 1200000 coups/minute. Elle est préparée selon la technique décrite par Roche, Derrien et Moutte pour les hémoglobines de grande solubilité (3) et traitée par un courant d'oxyde de carbone.

b. L'hémoglobine de cheval, peu soluble, est préparée selon la technique d'Altschul, Sidwell et Hoguess (4), et traitée par un courant d'oxyde de carbone.

2° *Séparation des deux hémoglobines*. — On mélange hémoglobine de lapin radioactive et hémoglobine de cheval inactive. On ajoute la solution phosphatée saturée jusqu'à molarité 3,1 en phosphate mono et dipotassique. On laisse 24 heures à 20° au thermostat. On filtre et l'on mesure l'activité spécifique du filtrat et du précipité redissous dans l'eau bidistillée.

Résultats. — Ils sont présentés dans ce tableau :

Expérience.	a. s. de l'hémoglobine du lapin.	a. s. du précipité.	a. s. du filtrat.	$\frac{a_p}{a_f}$.
I..........	3.450	440	1.900	0,23
II..........	4.800	680	3.480	0,195
III..........	2.800	475	2.050	0,23
IV..........	–	867	2.500	0,34
V..........	–		1.950	0,28

a. s. : activité spécifique en coups-minute du fer radioactif rapporté au milligramme de fer, précipité et filtrat sont séparés à une concentration en phosphates de 3,1 M; a_p : Activité spécifiqne du précipité; a_f : Activité spécifique du filtrat.

Discussion. — 1° La méthode permet la différenciation de deux hémo-

(2) P. F. HAHN, W. F. BALE, J. F. ROSS, R. A. HETTIG et R. A. WHIPPLE, *Science*, 92, 1940, p. 131.

(3) *Bull. Soc. Chim. Biol.* (Tr. Membres), 23, 1941, p. 1115.

(4) *J. Biol. Chem.*, 127, 1939, p. 123.

globines, puisque les deux fractions séparées par précipitation par les phosphates de molarité 3,1 M, présentent une activité spécifique nettement différente. La fraction soluble est environ cinq fois plus active que la fraction précipitée.

2° Une précipitation unique permet de distinguer nettement l'activité spécifique de deux hémoglobines. Si l'on dispose d'éléments marqués, ce procédé est donc rapide et simple puisqu'on se borne à une précipitation et à deux dosages, l'un dans le précipité, l'autre dans le filtrat, de l'activité spécifique.

3° Une solution de phosphates à 3,1 M assure la précipitation complète d'une solution d'hémoglobine pure de cheval; ce n'est qu'au-dessus de la molarité 3,3 que la solution d'hémoglobine pure de lapin précipite.

Or, lorsqu'on précipite le mélange aux mêmes concentrations et molarités, les déterminations d'activité spécifique montrent que la fraction précipitée contient de l'hémoglobine de lapin et réciproquement, la fraction soluble contient de l'hémoglobine de cheval. On peut tenter d'opérer plusieurs reprécipitations successives à la molarité 3,1 sans modifier les activités spécifiques et sans pouvoir obtenir des fractions hémoglobiniques pures. Après trois reprécipitations, l'activité spécifique de la fraction peu soluble passe de 510 à 475; celle de la fraction soluble de 1930 à 2050, l'activité initiale de l'hémoglobine de lapin étant de 2800.

Cette observation pose le problème de l'existence de la nature d'une liaison éventuelle entre les deux hémoglobines, sur lequel nous nous proposons de revenir prochainement, mais elle ne gêne nullement l'emploi de la méthode proposée.

Résumé. — Nous proposons une méthode destinée à caractériser la spécificité d'une substance biologique et en particulier d'une protéine, méthode basée sur l'emploi des isotopes. Elle se fait sur le fractionnement d'un mélange de la protéine donnée et d'un composé supposé identique, marqué à l'aide d'un isotope et sur la confrontation de l'activité spécifique des fractions obtenues.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Action sur la pression artérielle d'amines dérivées de la β-phényléthylamine; inversion à partir d'un certain poids moléculaire du radical substituant.* Note (*) de M. **René Hazard**, Mlle **Simone-Hélène Renard** et Mlle **Annick Cornec**, présentée par M. Léon Binet (¹).

Les actions physiologiques de la di-β-phényléthylamine sont inverses de celles de la β-phényléthylamine : la première abaisse la pression artérielle, déprime le cœur et l'intestin; la seconde élève la pression, excite le cœur, déprime l'intestin. Ce renversement est-il produit comme on pouvait le

(*) Séance du 30 mai 1949.

(¹) Ce travail a été fait en collaboration technique avec P. Chabrier.

penser ([2]) par le doublement, d'ailleurs imparfait, de la molécule de la β-phényléthylamine, ou bien par la fixation sur l'azote de cette amine d'un radical de poids moléculaire (p. m.) élevé ?

Nous avons comparé, chez le Chien chloralosé, les effets tensionnels d'amines (en solution dans le propylèneglycol), dérivées de la β-phényléthylamine par fixation d'un radical supplémentaire, linéaire ou ramifié, à nombre croissant d'atomes de carbone. Nous avons constaté que l'alourdissement de ce radical R jusqu'à un p. m. de 71 donne toujours un corps hypertenseur. L'hypotension apparaît, d'abord irrégulière, pour les p. m. 77 et 91 ; elle devient nette pour les p. m. de 105 avec la di-β-phényléthylamine elle-même et de 113 avec l'iso-octyl-β-phényléthylamine.

Ces constatations restent valables pour des radicaux de p. m. jusqu'à 75, porteurs d'oxygène : la N-méthylène-méthoxy* — (É 212°; p. m. 45), la N-éthanol* — (É 285°; p. m. 45) et la N-glycéryl-β-phényléthylamine* (É 300°; p. m. 75) sont hypertensives.

Ainsi c'est moins, semble-t-il, le doublement en soi de la molécule de la β-phényléthylamine que l'alourdissement du radical supplémentaire (acyclique ou cyclique) fixé sur l'azote qui entraîne à partir d'un certain poids moléculaire le renversement des effets de cette amine sur la pression artérielle.

$C_6H_5—CH_2—CH_2—N\langle^{H}_{R}$

	R =	p. m. R.	É.	Pression en mm de Hg.	Action sur la P. A.
1. β- phényléthylamine	—H	1	190°	760	hypertensive
2. N-méthyl »	$—CH_3$	15	205	760	hypertensive
3. N-éthyl »	$—C_2H_5$	29	99	13	hypertensive
4. N-allyl »	$—C_3H_5$	41	162	50	hypertensive
5. N. *n*-propyl »	$—C_3H_7$	43	227	760	hypertensive
6. N-isopropyl »	$—C_3H_7$	43	214	760	hypertensive
7. N-isoamyl »	$—C_5H_{11}$	71	235	760	hypertensive
8. N-phényl »	$—C_6H_5$	77	216	40	nulle ou hypotensive
9. N-benzyl »	$—C_7H_7$	91	328	750	hyper et le plus souvent hypotensive
10. N-phényl »	$—C_8H_9$	105	360	760	hypotensive
11. N-iso-octyl* »	$—C_8H_{17}$	113	chl* F = 119		hypotensive

Les corps marqués d'une astérique * représentent des substances nouvelles dont la préparation sera décrite, et les constantes développées par ailleurs.

A 16h 5m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16h 20m.

L. B.

([2]) René Hazard, *Comptes rendus*, 224, 1947, p. 1072.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

OUVRAGES REÇUS PENDANT LES SÉANCES DE MAI 1949 (*suite et fin.*)

International council of scientific Unions. *Report of the executive Committee* 1948, by F. J. M. STRATTON. Cambridge, University Press, 1949 ; 1 fasc. 24^cm^,5.

Von der Bauakademie zur technischen Universität 150 Jahre technisches Unterrichtswesen in Berlin. Dargestellt, von JOSEF BECKER. Berlin-Charlottenburg, 1949 ; 1 fasc. 21^cm^.

Bibliothèque d'éducation par la science. Éléments de la théorie des ensembles, par ÉMILE BOREL. Paris, Albin Michel, 1949 ; 1 vol. 19^cm^.

La différenciation du sexe et l'intersexualité chez les Vértébrés. Facteurs héréditaires et hormones, par KITTY PONSE. Lausanne, Librairie de l'Université, F. Rouge, 1949; 1 vol. 24^cm^.

New Zealand Science Review. Vol. VII, n°s 1 et 2. *Seventh Pacific Science Congress. First Report*; 1 fasc. 27^cm^,5.

Communicaciones del Museo argentino de ciencias naturales Bernardino Rivadavia. *Serie ciencias zoologicas*, n° 1 : *Nuevas especies de la familia eucharidæ.*, por ÉMILIO V. GEMIGNANI ; n° 2 : *Hypophtalmus oremaculatus*, por ALBERTO NANI y MARIA LUISA FURSTER ; n° 3 : *Sobre el tipo de Smilodon crucians amegh.*, por LUCAS JORGE KRAGLIWICH ; n° 4 : *Arañas argentinas* II, por BERTA S. GERSCHSMAN DE PIKELIN y RITA DELIA E. SCHIAPELLI ; n° 5 : *Revision del genero abedus stäl*, por JOSE A. DE CARLO ; n° 6 : *Sobre ostrea actualis y Pleistocenicas de Argentina y su Ecologia*, por JUAN JOSE PARODIZ ; n° 7 : *Tintinnoinea de Atlantida*, por ENRIQUE BALECH ; n° 8 : *Descripcion del alotipo de Syngnathus folletti Herald*, 1942, por AURELIO J. POZZI y ELVIRA M. SICCARDI. Buenos-Aires, Imprenta y Casa editoria « Coni », 1947 et 1948 ; 8 fasc. 24^cm^.

Idem. — *Serie ciencias geologicas*. n° 1. *Los Levantamientos geologico-economicos como fundamento para Los proyectos de Colonizacion*, por AGUSTIN EDUARDO RIGGI. Buenos-Aires, Imprenta y Casa editoria « Coni ». 1948 ; 1 fasc. 24^cm^.

Revista del Museo argentino de ciencias naturales Bernardino Rivadavia. Tomo I, Núm. 1 : *Smilodontidion Riggii*, N. *gen.* N. Sp. *Un nuevo y pequeño esmilodonte en la fauna pliocena de Chapadmalal*, por LUCAS JORGE KRAGLIEVICH ; Núm. 2 : *Riggia paranensis* IV. g. N. Sp. *Un isópodo parásito de la cavidad del cuerpo de curimata platana günther del Rio paraná*, por LOTHAR SZIDAT y *Description del Huesped* por ALBERTO NANI. Buenos-Aires, Imprenta y casa editoria « Coni », 1948 ; 2 fasc. 28^cm^.

Id. — *Curso de entomologia*. I. *Introduccion e historia de la entomologia* ; II. *Morfologia externa*, por CARLOS A. LÍZER Y TRELLES. Buenos-Aires, Imprenta y casa editoria « Coni », 1947 et 1948 ; 2 fasc. 24^cm^.

Id. — *Interpretacion petrografica de la Masa de constitucion de algunos carbones*, por MERCEDES AZNAREZ. Buenos-Aires, Imprenta y casa editora « Coni », 1948 ; 1 fasc. 24^cm^.

Id. — N° 1 *Miscelanea. Los Estudios de Hydrobiologia en la Argentina sur relaciones con el plan del superior gobierno de la nacion y sus proyecciones futuras*, por ZAHARIA POPOVICI con la colaboracion de AGUSTIN EDUARDO RIGGI. Buenos-Aires, Imprenta y casa editoria « Coni », 1948 ; 1 vol. 24^cm^.

Id. — *Sanmartinita un nuevo tungstato de zinc de la Argentina*, por VICTORIO ANGELELLI y SAMUEL G. GORDON. Buenos-Aires, Imprenta y casa editoria « Coni », 1948 ; 1 fasc. 24^cm^.